## Nederlandsch Radiogenootschap

BESTUUR:

Professor Dr. Jhr. G. J. Elias, *Voorzitter*.
Dr. Balths. van der Pol, *Vice-Voorzitter*.
Ir. P. J. H. B. Nordlohne, *Secretaris*.
A. Dubois, *Penningmeester*.
H. Wesselius, *Redacteur*.

---

LEDEN:

| | | |
|---|---|---|
| H. W. Bakhuis | Laan v. Meerderv. 60 | 's-Gravenhage |
| J. J. F. Bartels | „de Bijenstand" | Laren. |
| Prof. Dr. C. L. v. d. Bilt | Techn. Hoogeschool | Delft. |
| Kapitein G. M. Claus | „Good Luck" | Soesterberg. |
| G. F. van Dissel | Groothertoginnel. 251 | 's-Gravenhage. |
| A. Dubois | Wichmanlaan 2 | Hilversum. |
| Prof. Dr. Jhr. G. J. Elias | Noordeinde 17 | Delft. |
| Dr. J. J. Enthoven | Valkenboschkade 439 | 's-Gravenhage. |
| Prof. Dr. E. v. Everdingen | Kon. Ned. Met. Inst. | de Bilt. |
| H. E. J. Falconer | Ouden Engweg 24 | Hilversum. |
| Dr. Ir. G. J. de Groot | | Weltevreden Batavia. |
| Prof. Dr. M. de Haas | Voorstraat 94 | Delft. |
| Prof. Dr. W. J. de Haas | Rotterdamscheweg 173 | Delft. |
| Dr. G. Holst | Philips Gloeil.fabriek | Eindhoven. |
| J. Jh. Holtappel | | Curaçao. |
| Dr. M. J. Huizinga | Schotersingel 17 | Haarlem. |
| Ir. L. H. M. Huydts | Kanaalweg 2 | Delft. |
| Prof. Dr. W. J. Julius | Nieuwegracht 201b | Utrecht. |
| Drs. A. Koerts | | 's-Gravenhage. |

| | | |
|---|---|---|
| Dr. Ir. N. Koomans | Ant. Duyckstraat 24 | 's-Gravenhage. |
| Ir. R. Koumans | Schiekade 177 | Rotterdam. |
| Prof. Dr. W. H. Keesom | Willem Barentzstraat | Utrecht. |
| W. G. Kuyk | | Amsterdam. |
| Prof. Dr. H. A. Lorentz | Zijlweg 76 | Haarlem. |
| Ir. P. J. H. A. Nordlohne | Willem Barentzstr. 8 | Utrecht. |
| Dr. J. Olie Jr. | Wilhelminapark 47 | Utrecht. |
| Dr. Balth. van der Pol | Westerhoutstraat 30 | Haarlem. |
| M. Polak | Schiekade 177 | Rotterdam. |
| Dr. E. Oosterhuis | Villapark 91 | Eindhoven. |
| Prof. Dr. L. S. Ornstein | v. Speykstraat 17 | Utrecht. |
| Luit. t. Zee J. C. A. Scholte | Marinewerf | Amsterdam. |
| Prof. Dr. L. W. Siertsema | Noordeinde 20-22 | Delft. |
| H. H. S. Steringa Idzerda | Beukstraat 8-10 | 's-Gravenhage. |
| Dr. J. P. van der Stok | Meterol. Instituut | de Bilt. |
| A. W. K. Tamson | Mauritsstraat 111 | Rotterdam. |
| P. C. Tolk | Ned. Seintoest.fabriek | Hilversum. |
| Luit. t. Zee G. J. Verwijnen | Marinewerf | Amsterdam. |
| Ir. E. F. W. Völter | Balistraat 35 | 's-Gravenhage. |
| Ir. A. H. de Voogt | Paulinastraat 8 | 's-Gravenhage. |
| Prof. Dr. J. D. v. d. Waals Jr. | W. Parkweg 204 | Amsterdam. |
| L. H. D. Wackers | Direct. Radio Holland | Amsterdam. |
| H. Wesselius | Oude Utrechtschew. 8 | Baarn. |
| Prof. Dr. P. Zeeman | Stadhouderskade 158 | Amsterdam. |

# De amplitude van vrije en gedwongen triode-trillingen

door Dr. BALTH. VAN DER POL JR.

## 1. Inleiding en opstelling der Differentiaal vergelijkingen.

Door verschillende schrijvers zijn de trillingen door een triode opgewekt in een daarmede gekoppeld systeem, gevormd door een zelfinductie en capaciteit, theoretisch onderzocht. Reeds langs elementairen weg kan de voorwaarde waaraan de parameters van de ketens voor een gegeven triode moeten voldoen zal het systeem oscilleeren, evenals de frequentie, berekend worden.

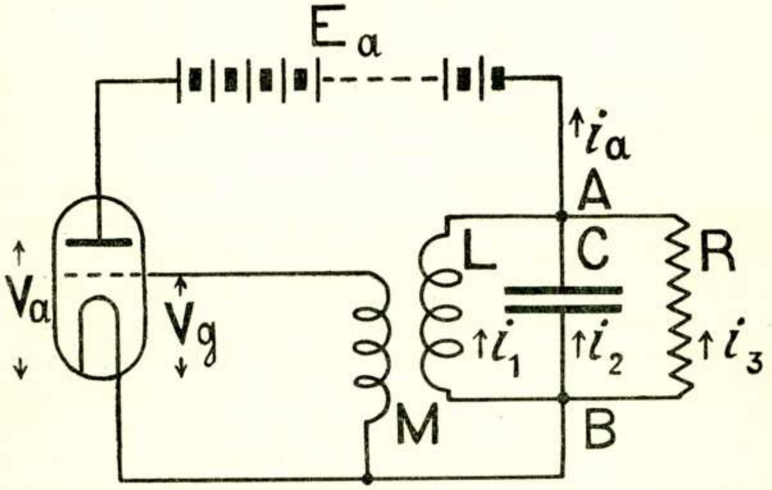
Ter vereenvoudiging van de berekeningen worden dan gewoonlijk de karakteristieken (de anode stroom als functie van anodepotentiaal bij contante rooster-spanning, en anode-stroom als functie van rooster-potentiaal bij constante anode-spanning) benaderd door rechte lijnen, en reeds met deze eerste benadering kunnen zeer veel belangrijke functies van de triode verklaard worden.

Echter is deze eerste benadering, verkregen door de karakteristieken recht te nemen, en die dus tot lineaire differentiaalvergelijkingen voert, niet in staat verschillende, niet minder belangrijke, eigenschappen van trioden-systemen te verklaren of te berekenen, zooals bijv. gelijkrichting, distorsie, zwevings-ontvangst, „maximum heterodyne", grootere versterking voor kleine dan voor groote elektromotorische krachten, „limiter"-functie, de wissel werking tusschen twee trillende triode-systemen, en ten slotte amplitude en stroomvorm van een genereerende triode.

Om deze en dergelijke functies en eigenschappen van de triode theoretisch te verklaren, komt men met de lineaire karakteristieken niet uit, en moeten dus niet-lineaire termen mee in de differentiaalvergelijkingen worden opgenomen. Deze nu leiden spoedig tot gecompliceerde berekeningen en waarschijnlijk is een exacte oplossing van de aldus gevormde vergelijkingen voorloopig uitgesloten.

In deze mededeeling zullen de amplituden van vrije en gedwongen triode-trillingen worden afgeleid. Ten einde nu de analyse zoo eenvoudig mogelijk te maken, zullen we voor de genereerende triode een schakeling behandelen die tot de eenvoudigst mogelijke differentiaalvergelijking voert, waarbij dus de physische eigenschappen van het behandelde systeem beter naar voren kunnen treden dan het geval zou zijn, wanneer we iets nader ons aansloten aan de gebruikelijke schakelingen.

Een ideaal trillings-systeem, bestaande uit een zuivere zelfinductie zonder weerstand en een condensator zonder lekweerstand, zal, natuurlijk, eenmaal in trilling gebracht, deze trillingen, wanneer we van de straling afzien, onbepaald lang uitvoeren, en er is in dit geval geen triode noodig om de trillingen te onderhouden.




Ten einde de eigenschap van de triode, een trilling te doen aangroeien en ten slotte met constante amplitude te onderhouden, tot haar recht te doen komen, moet er derhalve in de aan de triode verbonden ketens ergens een weerstand zich bevinden, waarin, door middel van de triodewerking, wisselstroomenergie ten koste van gelijkstroomenergie in warmte wordt omgezet, een weerstand dus, waarop de triode wisselstroomarbeid moet verrichten.

De eenvoudigste vergelijking wordt nu verkregen, wanneer men deze weerstand niet in de zelfinductiespoel gelocaliseerd denkt en ook niet in serie met den condensator, doch parallel aan beiden, zooals in fig. 1 is aangegeven.

Men kan den weerstand R dus opvatten als den lekweerstand van den condensator C. De overige verbindingen van fig. 1 vormen een gebruikelijke schakeling voor een genereerende triode.

Laat, als aangegeven in de figuur

$i_1$ zijn de totale stroom in den zelfinductietak L
$i_2$ „ „ „ „ „ „ condensatortak C
$i_3$ „ „ „ „ „ „ weerstandstak R
$i_a$ „ „ „ „ „ „ anodeketen
$E_a$ „ „ elektromotorische kracht der anodebatterij
$V_a$ „ „ anodepotentiaal
$V_g$ „ „ roosterpotentiaal

dan is

$$i_a = i_1 + i_2 + i_3$$

Het potentiaalverschil tusschen de punten A en B is

$$E_a - V_a$$

en kan geschreven worden als

$$E_a - V_a = L\,\frac{di_1}{dt} = R\,i_3 = \frac{1}{C}\int i_2\,dt.$$

Voorts wordt de roosterpotentiaal $V_g$ gegeven door

$$V_g = M\,\frac{d\,i_1}{d\,t}$$

waarin $M$ is de wederkeerige inductiecoëfficient, waarvan hier het teeken positief wordt genomen, indien de zin der terugkoppeling zoo is, dat genereeren mogelijk is.

De eliminatie van $i_1$, $i_2$ en $i_3$ voert tot de vergelijking

$$\frac{d\,i_a}{d\,t} + \left(C\frac{d^2}{d\,t^2} + \frac{1}{R}\,\frac{d}{d\,t} + \frac{1}{L}\right)(V_a - E_a) = 0 \quad . \quad . \quad (1)$$

De roosterstroomen zijn hierbij verwaarloosd, een benadering die door het experiment. althans bij kleine trillingen, gerechtvaardigd wordt.

Het verband tusschen $i_a$, $V_a$ en $V_g$, dat zijn de karakteristieken, moet voorts in vergelijking worden gebracht. Wij nemen daartoe met Langmuir aan, dat de anodestroom $i_a$ niet een functie is van de beide veranderlijke $V_a$ en $V_g$, doch slechts van de combinatie

$$V_a + g\,V_g$$

waarin $g$ de spanningsversterkings-coëfficient van de triode is, die aanduidt, hoeveel malen grooter de verandering van de anode potentiaal moet wezen dan die van de roosterpotentiaal, om een zelfde verandering van den anodestroom te veroorzaken. De waarde van de grootheid $g$, die reciprook is aan de „Durchgriff", wordt bepaald door den geometrischen bouw van de triode.

We krijgen aldus

$$i_a = \varphi\,(V_a + g\,V_g) = \varphi\left\{V_a + g\,\frac{M}{L}\,(E_a - V_a)\right\} \quad . \quad . \quad (2)$$

De anodestroom $i_a$, evenals de anodepotentiaal, zal steeds een gelijkgerichte componente hebben, en alleen wanneer de parameters van de ketens gunstig gekozen zijn, zullen daarboven nog wisselstroomcomponenten optreden. Wanneer echter het systeem begint te trillen, zullen in het algemeen ook de gelijkstroomcomponenten verschoven worden ten opzichte van de waarde die deze hebben wanneer het systeem nog niet oscilleert. We zullen dus twee toestanden onderscheiden:

*a*, den zuivere gelijkstroomtoestand, die eventueel labiel kan zijn, en

*b*, den wisselstroomtoestand.

In de gelijkstroomtoestand *a*, zullen we de anodestroom noemen $i_{ao}$ en de anodepotentiaal $V_{ao}$, terwijl de roosterpotentiaal in dit geval nul is omdat die slechts door inductie via $M$ kan worden opgewekt.

Omdat in den weerstandsloozen tak $L$ geen gelijkspanningsverschil kan optreden, is noodzakelijkerwijs

$$V_{ao} = E_a$$

waaruit direkt voor de anodestroom $i_{ao}$ volgt

$$i_{ao} = \varphi\,(E_a) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Zoowel in den gelijkstroomtoestand *a* als in den trillingstoestand *b* gelden de algemeen afgeleide formules (1) en (2). Wanneer men nu het verschil van de anodepotentiaal in den toestand *b* en van die in den toestand *a* noemt $v$, heeft men

$$V_a - V_{ao} = V_a - E_a = v \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

en eveneens voor het verschil van de anodestroom $i$ in de beide gevallen *b* en *a*

$$i_a - i_{ao} = i \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

Aldus is men zeker de trillingscomponenten in $v$ en $i$ opgenomen te hebben, terwijl eveneens de eventueele verschuiving in de gelijkstroomposities, bij het in trilling gaan, in de $v$ en $i$ voorkomen.

Volgens (2), (4) en (5) vindt men nu voor $i$ de uitdrukking

$$i = \varphi \left\{ E_a - \left(g \frac{M}{L} - 1\right) v \right\} - \varphi\,(E_a)$$

Daar

$$\frac{d\,i_{ao}}{d\,t} = 0$$

is, volgens definitie, levert (1) ons de volgende differentiaalvergelijking voor het probleem:

$$\frac{d\,i}{d\,t} + \left(C \frac{d^2}{d\,t^2} + \frac{1}{R}\frac{d}{dt} + \frac{1}{L}\right) v = 0 \quad \ldots \quad (\mathrm{I}^a)$$

Noemt men ten slotte

$$g \frac{M}{L} - 1 = k$$

dan kan $i$ op de volgende wijze als zuivere functie $\psi$ van $kv$ geschreven worden:

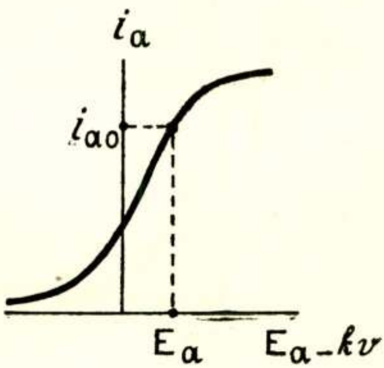
$$i = \varphi\,(E_a - k\,v) - \varphi\,(E_a) = \psi\,(k\,v)\,. \quad . \quad . \qquad (\mathrm{I}^b)$$

Door de invoering van de Langmuir'sche vergelijking hebben we dus de rooster-potentiaal uit de vergelijkingen kunnen elimineeren, zoodat het probleem teruggebracht is tot twee vergelijkingen ($\mathrm{I}^{a\text{ en }b}$) in de beide onbekenden: $i$, anode-stroom en $v$, anode-potentiaal.

Het probleem is nu dus geheel bepaald door de beide vergelijkingen:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d\,i}{d\,t} + \left(C\,\frac{d^2}{d\,t^2} + \frac{1}{R}\,\frac{d}{d\,t} + \frac{1}{L}\right) v = 0 \\ &i = \psi\,(k\,v) \end{aligned}\right\} \qquad (\mathrm{I})$$

Of al of niet trillingen zullen ontstaan en hoe die ontstaan en met




figuur 2

welke amplitude, stroomvorm en frequentie, evenals de verschuiving bij het trillen van de gelijkstroompositie, dit alles ligt opgesloten in de vergelijkingen (I).

Bezien we vooreerst de functies $\psi$ en $\varphi$ (waaruit $\psi$ ontstond) nader.

We hadden voor den gelijkstroomtoestand de *Langmuir*'sche uitdrukking

$$i_a = \varphi\,(V_a + g\;V_g),$$

dus $\varphi$ heeft den vorm van den anodestroom — anodepotentiaal-karakteristiek of wel, den vorm van den anodestroom — rooster-potentiaal-karakteristiek. Deze is weergegeven in fig. 2. Voor een

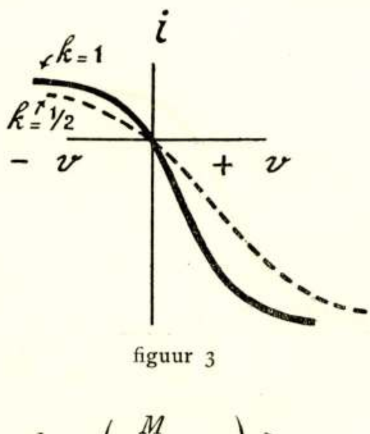
constante roosterpotentiaal nul, als ter vereenvoudiging hier is aangenomen (voor een andere constante rooster-potentiaal is de noodige verandering in de theorie slechts ondergeschikt) en voor gegeven anodebatterijspanning $E_a$, kan eenvoudig door translatie van het coördinatensysteem en omklappen der figuur om de $i$-as, $i$ als functie van $kv$ worden gevonden. Door uitrekking of samendrukking der $v$-coördinaat wordt daarop fig. 3 gevonden, waarin $i$ als functie van $v$ voor twee verschillende waarden van $k$ (dus voor twee verschillende terugkoppelingen) is geconstrueerd, en wel de getrokken lijn voor

$$k = \left(g \frac{M}{L} - 1\right) = 1$$

en de gestippelde voor

$$k = \left(g \frac{M}{L} - 1\right) = \frac{1}{2}$$

Voor $k = 0$ zou de kromme samenvallen met de $v$-as en voor $k < 0$ zou de kromme loopen door de twee nog vrije quadranten.




figuur 3

Zoolang als

$$k = \left(g \frac{M}{L} - 1\right) > 0$$

zien we, dat bij een positieve $v$ een negatieve $i$ behoort, en vinden we dus de beteekenis van den zoogenaamden (niet aanbevelenswaardige benaming) negatieven weerstand. Het verband tusschen den vallenden karakteristiek (met negatieve eerste afgeleide) van den lichtboog met fig. 3, die wij de afgeleide triode karakteristiek zullen noemen, is hiermede duidelijk. De negatieve helling onzer afgeleide karakteristiek, die direkt de mogelijkheid van het genereeren van wisselstroomen in zich sluit, wordt grooter (meer negatief) naarmate

$$k = \left(g \frac{M}{L} - 1\right)$$

grooter wordt, dus bij vergrooting der terugkoppeling. Teneinde nu een oplossing van (I) mogelijk te maken, zullen we voor

$$i = \psi\ (k\, v)$$

(als gegeven door fig. 3) een reeksbenadering invoeren en stellen

$$i = -\alpha v + \beta\, v^2 + \gamma\, v^3 \ldots\ldots \quad (6)$$

waarin

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= -\, k \left(\frac{d\psi}{dv}\right)_{v=0} = k \frac{d\, i_a}{d\, E_a} \\ \beta &= \frac{1}{2}\, k^2 \left(\frac{d^2 \psi}{d\, v^2}\right)_{v=0} = \frac{1}{2}\, k^2 \frac{d^2\, i_a}{d\, E_a^{\,2}} \\ \gamma &= -\, \frac{1}{6}\, k^3 \left(\frac{d^3\, \psi}{d\, v^3}\right)_{v=0} = -\, \frac{1}{6}\, k^3 \frac{d^3\, i_a}{d\, E_a^{\,3}} \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

waarin dus $\alpha$ $\beta$ en $\gamma$ functies van $k$, en dus van de terugkoppeling zijn.

Door substitutie van (6) in de grondvergelijking (Ia) elimineert men $i$, zoodat de enkele vergelijking voor $v$ resulteert:

$$C\, \ddot{v} - \left(\alpha - \frac{1}{R}\right) \dot{v} + \frac{1}{L}\, v + \beta\, \frac{d}{dt}\,(v^2) + \gamma\, \frac{d}{dt}\,(v^3) = 0 \quad \text{(II)}$$

Bepaalt men zich nu tot de lineaire karakteristiekenbenadering, dan verwaarloost men in (II) de termen met $\beta$ en $\gamma$ zoodat slechts overblijft

$$C\, \ddot{v} - \left(\alpha - \frac{1}{R}\right) \dot{v} + \frac{1}{L}\, v = 0 \ldots\ldots \quad (8)$$

de welbekende trillingsvergelijking.

Zal (8) trillingen van onveranderlijke amplitude voorstellen dan is het noodzakelijk dat de dempingscoëfficient (de coëfficient van $\dot{v}$) nul wordt.

Met de lineaire benadering vindt men dus als voorwaarde voor het optreden van trillingen met constante amplitude

$$\alpha - \frac{1}{R} = 0 \ldots\ldots \quad (9)$$

terwijl tevens de hoekfrequentie $\omega$ gegeven wordt door

$$\omega^2 = \frac{1}{LC} \ldots\ldots \quad (10)$$

Wordt nu voorts $a$ vervangen door $k \frac{di_a}{dE_a}$ en voert men de gebruikelijke notatie

$$\frac{di_a}{dE_a} = h_a$$

in, dan gaat (9) over in

$$\left(g \frac{M}{L} - 1\right) h_a = \frac{1}{R}$$

als voorwaarde voor het optreden van trillingen, gevonden met de lineaire benadering der karakteristiek.

Intusschen laat (8) iedere amplitude toe, en ten einde de werkelijk ontstaande amplitude te vinden, moeten de niet lineaire termen in (II) worden meegenomen. In de benadering (8) toch is de karakteristiek vervangen door de raaklijn daaraan en het is derhalve duidelijk, dat deze vergelijking slechts geldig kan zijn voor infinitesimale amplituden. Voor eindige uitwijkingen wordt de grootte der amplitude bepaald door de afwijking van de karakteristiek van een rechte lijn, *en het is tegen de buigingen van de karakteristiek dat de trillingen vastloopen.*

## 2. Eerste benaderde oplossing der vergelijking (II).

Wij zullen hier twee methoden behandelen om uit (II) de waarde van de amplitude der trillingen af te leiden. In de in deze paragraaf aangewende analyse maken we gebruik van een benaderingsmethode, die voor een soortgelijke vergelijking als (II) door Prof. Dr. H. A. Lorentz voor een meer gecompliceerd geval in zijn lessen (1920) in Leiden is gegeven.

Schrijven we n.l. (II), door invoering van een (voorloopig onbekende) kleine grootheid $\varepsilon$, in den vorm

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{CL} - \varepsilon\right) v + \left\{\varepsilon + \frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} - a\right)\frac{d}{dt}\right\} v + \frac{\beta}{C}\frac{d}{dt}(v^2) + \\ + \frac{\gamma}{C}\frac{d}{dt}(v^3) = 0 \quad . \; . \; . \quad (11)$$

Stellen we nu

$$v = v_1 + v_3 + v_2 \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

waarbij wij aannemen dat

$v_1$ slechts de grondfrequentie bevat
$v_2$ „ „ eerste boventoon
$v_3$ „ „ tweede boventoon
terwijl wij ons beperken tot deze laatste boventoon.

Voorts nemen we aan dat

$v_1$ is van de eerste grootte-orde,
$v_2$ „ „ „ tweede „ „
$v_3$ „ „ „ derde „ „

zoodat de reeks (12) aangenomen wordt te convergeeren.

Wanneer ten slotte

$$\varepsilon + \frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} - a\right)\frac{d}{dt}$$

nog van de tweede grootte-orde wordt gesteld, dan zal, na substitutie van (12) in (11) deze laatste vergelijking termen van verschillende grootte-orde bevatten. Gaan we echter niet verder dan tot termen van de derde grootte-orde, dan gaat (11) over in

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{CL} - \varepsilon\right)(v_1 + v_2 + v_3) + \left\{\varepsilon + \frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} - a\right)\frac{d}{dt}\right\} v_1 +$$
$$+ \frac{\beta}{C}\frac{d}{dt}(v_1^2 + 2\, v_1\, v_2) + \frac{\gamma}{C}\frac{d}{dt}(v_1^3) = 0 \quad . \quad . \quad (13)$$

omdat alle andere optredende termen van hooger orde zijn dan de derde.

Wij voldoen aan (13) door afzonderlijk de uitdrukkingen met termen van de eerste grootte-orde, van de tweede grootte-orde, en van de derde grootte-orde nul te stellen. (13) valt daarbij uiteen in de volgende drie vergelijkingen:

$$\left.\begin{aligned}
&\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{CL} - \varepsilon\right) v_1 = 0 \\
&\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{CL} - \varepsilon\right) v_2 = -\frac{\beta}{C}\frac{d}{dt}(v_1^2) \\
&\left(\frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{CL} - \varepsilon\right) v_3 = -\left\{\varepsilon + \frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} - a\right)\frac{d}{dt}\right\} v_1 - \\
&\qquad - \frac{2\beta}{C}\frac{d}{dt}(v_1 v_2) - \frac{\gamma}{C}\frac{d}{dt}(v_1^3) = 0
\end{aligned}\right\} \quad (14)$$

De eerste der drie vergelijkingen (14) is een uitdrukking die tot vrije trillingen leidt, en een oplossing is

$$v_1 = a \cos \omega t$$

waarin

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \varepsilon$$

en waar $a$ is de, voorloopig nog onbekende, amplitude.

Substitueert men de aldus gevonden uitdrukking voor $v_1$ in het tweede lid der tweede vergelijking, dan wordt die van het type der gedwongen trillingen en gaat over in

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega^2\right) v_2 = \frac{\beta}{C} \omega a^2 \sin 2 \omega t$$

waaruit voor $v_2$ gevonden wordt

$$v_2 = -\frac{a^2 \beta}{3 C \omega} \sin 2 \omega t.$$

Wij substitueeren nu de gevonden uitdrukkingen voor $v_1$ en $v_2$ in het tweede lid der derde vergelijking in (14) en verkrijgen aldus

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega^2\right) v_3 = \frac{a^3 \beta^2}{C^2} \cos 3 \omega t + \frac{3}{4} \frac{\gamma \omega}{C} a^3 \sin 3 \omega t$$

$$+ \left\{\frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} - \alpha\right) a \omega + \frac{3}{4} \frac{\gamma \omega}{C} a^3\right\} \sin \omega t + \left(\frac{a^3 \beta^2}{3 C^2} - \varepsilon a\right) \cos \omega t,$$

een vergelijking voor gedwongen trillingen in $v_3$.

Opdat nu (volgens definitie) $v_3$ slechts de frequentie $3\omega$ zal bevatten, moeten in deze laatste uitdrukking de coëfficienten van de termen $\sin \omega t$ en $\cos \omega t$ beide afzonderlijk verdwijnen. Er blijft dan ter bepaling van $v_3$

$$\left(\frac{d^2}{dt^2} + \omega^2\right) v_3 = \frac{\beta^2}{C^2} a^3 \cos 3 \omega t + \frac{3}{4} \frac{\gamma \omega}{C} a^3 \sin 3 \omega t,$$

terwijl de nulstelling der coëfficienten van $\sin \omega t$ en $\cos \omega t$ twee vergelijkingen levert ter bepaling van de amplitude $a$ en de frequentie-correctie $\varepsilon$, nl.

$$\frac{\omega}{C}\left(\frac{1}{R} - \alpha\right) a + \frac{3}{4} \frac{\gamma \omega}{C} a^3 = 0$$

en

$$\frac{a^3 \beta^2}{3 C^2} - \varepsilon a = 0$$

waaruit ten slotte de gezochte amplitude $a$ en frequentiecorrectie $\varepsilon$ volgen:

$$\boxed{a^2 = \frac{4}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (15)$$

$$\varepsilon = \frac{a^2 \beta^2}{3 C^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Lossen we voorts nog $v_3$ op (met alleen frequentie $3\,\omega$) dan levert $v = v_1 + v_2 + v_3$

$$v = a \cos \omega t - \frac{a^2 \beta}{3\,C\omega} \sin 2\,\omega t - a^3 \left( \frac{\beta^2}{8\,\omega^2 C^2} \cos 3\,\omega t + \right.$$

$$\left. + \frac{3\,\gamma}{32\,\omega C} \sin 3\,\omega t \right) \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

waarin

$$\omega^2 = \frac{1}{C L} - \frac{a^2 \beta^2}{3\,C^2}$$

en

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

### 3. Tweede benaderingsmethode voor de amplitude.

In plaats van aan de algemeene vergelijking (I) direkt te voldoen, kunnen we trachten een benaderde oplossing te vinden voor de daaruit volgende energievergelijking.

Te dien einde vermenigvuldigen wij beide leden van ($I^a$) met

$$\int^{t} v \, dt$$

en integreeren vervolgens over de (onbekende) grondperiode. We nemen daarbij weer aan dat de trillingen stationnair geworden zijn. Noemen we de grondperiode T, dan is het eenvoudig in te zien dat bij de integratie de volgende termen wegvallen:

$$\int_{0}^{T} \frac{d^2 v}{dt^2} \int^{t} v \, d t. \, d t$$

en

$$\int_{0}^{T} v. \int^{t} v \, d t. \, d t.$$

Immers, wegens de zuivere periodiciteit van $v$, kan de eerste integraal door partieele integratie geschreven worden als

$$- \int_{0}^{T} v \frac{d v}{d t} \, d t = - \int_{0}^{T} \frac{1}{2} \frac{d}{dt} (v^2). \, d t.$$

en de tweede als

$$\int_0^T \frac{1}{2} \frac{d}{dt}\left(\int^t v\,dt\right)^2 . dt.$$

welke beide integralen wegens de periodiciteit gelijk nul zijn. Men houdt dus slechts over:

$$\int_0^T \frac{di}{dt} \int^t v\,dt.\,dt + \frac{1}{R} \int_0^T \frac{dv}{dt} \int^t v\,dt.\,dt = 0,$$

welke uitdrukking door partieele integratie omgevormd kan worden tot

$$\int_0^T i\,v\,dt + \frac{1}{R} \int_0^T v^2\,dt = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

een uitdrukking, die aangeeft, dat de energie door de triode geleverd:

$$- \int_0^T i\,v\,dt$$

gelijk is aan de warmte ontwikkeling in den weerstand:

$$\frac{1}{R} \int_0^T v^2\,dt.$$

Voeren we thans weder de benaderde „afgeleide" karakteristiek

$$i = -\alpha\,v + \beta\,v^2 + \gamma\,v^3$$

in dan wordt (18)

$$\left(\frac{1}{R} - \alpha\right) \int_0^T v^2\,dt + \beta \int_0^T v^3\,dt + \gamma \int_0^T v^4\,dt = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Deze vergelijking zou ons geheel exact de gezochte amplitude geven, indien we de „stroomvorm" nauwkeurig kenden. Om nu, zonder deze laatste stroomvorm te kennen, uit (19) toch de amplitude af te leiden, moeten we voor de stroomvorm van $v$ een zekere functie aannemen. Een eigenaardigheid van (19) is, dat, voor verschillende uiteenloopende (doch redelijk gekozen) stroomvormen, bij benadering dezelfde waarde voor de grondamplitude wordt gevonden.

Nemen we eerst eens voor $v$ een zuivere sinusoïdale vorm aan, dus

$$v = a \sin \omega t$$

dan wordt

$$\frac{1}{T}\int_0^T v^2\, dt = \frac{a^2}{2}$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T v^3\, dt = 0$$

$$\frac{1}{T}\int_0^T v^4\, dt = \frac{3}{8}\, a^4$$

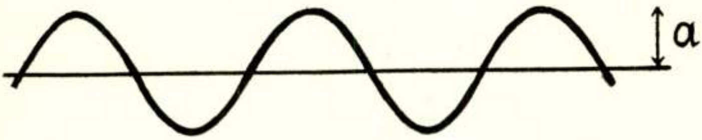


fig. 4a

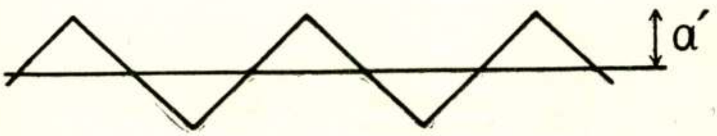


fig. 4b

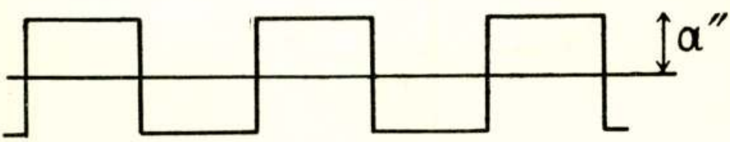


fig. 4c

en de substitutie dezer waarden in (19) levert ons

$$\left(\alpha - \frac{1}{R}\right) \frac{a^2}{2} + \frac{3}{8}\, \gamma\, a^4 = 0$$

waaruit terstond volgt

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

in overeenstemming met de boven langs geheel anderen weg gevonden waarde.

Hadden we, inplaats van de sinusoïdale vorm van fig. 4a, de daarvan aanmerkelijk verschillende vorm van fig. 4b aangenomen dan zouden we voor de *maximale* amplitude $a'$ [als aangegeven in de figuur] gevonden hebben

$$a'^2 = \frac{5}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

uit welke maximale amplitude $a'$ een waarde $a_2$ voor de daaraan beantwoordende amplitude der grondtoon volgt:

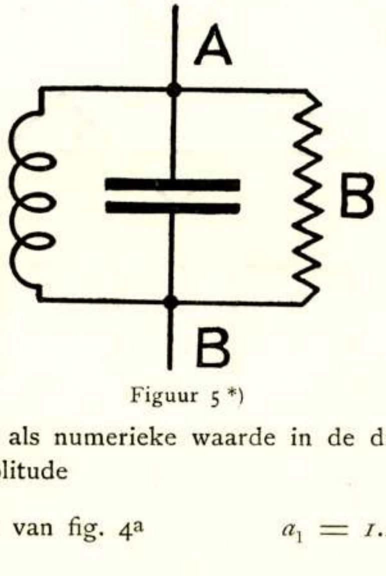
$$a_2^2 = \frac{64}{\pi^4} \cdot \frac{5}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

En wanneer ten slotte de van de beide vorige weer veel verschillende vorm van fig. 5c voor $v$ wordt gebruikt, dan levert (19) voor de *maximale* amplitude

$$a''^2 = \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

waaruit weer voor de amplitude $a_3$ der grondfrequentie volgt

$$a_3^2 = \frac{16}{\pi^2} \cdot \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$$




Figuur 5 *)

Men vindt dus als numerieke waarde in de drie gevallen voor de grondtoon-amplitude

| | |
|---|---|
| voor de vorm van fig. 4a | $a_1 = 1.155 \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$ |
| " " " " " 4b | $a_2 = 1.047 \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$ |
| " " " " " 4c | $a_3 = 1.274 \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}$ |

en, daar de stroomvorm wel ongeveer zal liggen tusschen de vormen van fig. 4b en 4c in, ligt het voor de hand het gemiddelde van de $a_2$ en $a_3$ te nemen. Nu is dit gemiddelde

*) Bij den weerstand leze men R in plaats van B.

$$\frac{1}{2}(a_2 + a_3) = 1.160 \frac{a - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

en we vinden aldus een waarde, die minder dan $^1/_2$ $^0/_0$ verschilt van de met behulp van de sinusoïdale vorm verkregen

$$a_1 = 1.155 \frac{a - \frac{1}{R}}{\gamma}$$

We zien dus dat deze tweede methode van benadering van de grondtoonamplitude voor de, alleszins willekeurige keuze van de stroomvorm, weinig gevoelig is.

## 4. Discussie van de zoover bereikte Resultaten.

De met beide methoden gevonden waarde voor het quadraat van de amplitude van den grondtoon

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{a - \frac{1}{R}}{\gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

leidt slechts tot reëele trillingen, wanneer òf teller en noemer beide positief, òf beide negatief zijn. Het laatste geval leidt tot onstabiele trillingen zooals verder nog zal worden aangetoond. Hier bepalen we ons voorloopig tot

$$\gamma > 0$$

en

$$a - \frac{1}{R} > 0$$

als voorwaarden voor reëele amplitude, of, wat op hetzelfde neerkomt, als voorwaarden voor de mogelijkheid van stationnaire trillingen. Voor de karakteristieken, zooals die in gewone trioden worden aangetroffen, kan $\gamma$ steeds positief worden aangenomen, wat volgt uit de vorm van de ombuigingen aan de einde der karakteristieken. Er blijft dus de trillingsvoorwaarde

$$a - \frac{1}{R} = \left(g \frac{M}{L} - 1\right) - \frac{1}{R} > 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Daar de dempingsterm in de uitdrukking voor de trillingen van het niet aan de triode aangesloten systeem AB van fig. 5 wordt

$$e^{-\frac{t}{2CR}},$$

zien we, dat hoe kleiner $R$ (hoe meer de condensator „lek" is)

hoe grooter de demping van de vrije trillingen van het AB systeem wordt, en hoe grooter dus de terugkoppeling $M$ moet zijn om het geheele systeem in trilling te houden.

Voorts volgt uit (15), dat, wanneer aan de trillingsvoorwaarde, zooals die boven eerst is afgeleid met slechts de lineaire termen in de vergelijking, nl.

$$a - \frac{1}{R} = 0$$

is voldaan, (bij welke benadering ook tevens $\gamma = 0$ werd gesteld) de uitdrukking (15) voor de amplitude onbepaald wordt, terwijl onze verdere benadering, die tot (15) voerde, doet zien, dat bij terugkoppeling tot het punt, waarop juist aan de hierboven gegeven „lineaire" voorwaarde is voldaan, de amplitude der trillingen dan nog slechts nul is. Voor eindige amplituden is dus noodzakelijk, dat met de terugkoppeling verder wordt gegaan, dan de lineaire theorie aangeeft.

Is de weerstand niet, zooals in het beschouwde systeem, gelegd parallel aan den condensator, maar bevindt deze zich in den condensatortak of in den zelfinductietak, dan mag voor kleine dempingen het gevonden resultaat geëxtrapoleerd worden ook voor dit geval, mits men rekening houde met de natuurlijke demping in de beide gevallen. In de behandelde schakeling is deze gegeven door

$$e^{-\frac{t}{2CR}},$$

terwijl bij de serie schakeling van C, L en een weerstand $r$ (fig. 6) de dempingsterm wordt

$$e^{-\frac{rt}{2L}}.$$

De parallelweerstand $R$ is dus in eerste benadering gelijkwaardig met $\frac{L}{Cr}$ voor de serieweerstandschakeling, en in het laatste geval zal de amplitude der triode-trillingen gegeven worden door

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{a - \frac{Cr}{L}}{\gamma}$$

In eerste benadering is het daarbij van geen belang of (fig. 6) de anode bij A of A′ wordt aangesloten, zoodat de weerstand $r$ zoowel in den zelfinductietak als in den capaciteitstak kan liggen.

Boven werd gevonden dat de hoekfrequentie $\omega$ niet nauwkeurig gegeven werd door

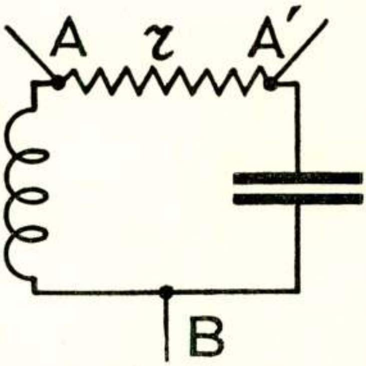
$$\omega^2 = \frac{1}{CL}$$

maar door

$$\omega^2 = \frac{1}{CL} - \frac{a^2\beta^2}{3C^2}$$

Daar nu noodzakelijkerwijze $\beta$ en $a$ functies zijn van de plaats op de karakteristiek waarop de triode werkt, wijst dit resultaat erop, dat de frequentie van de gegenereerde trillingen veranderen zal wanneer bijv. aan de anode een andere gelijkstroomspanning gegeven wordt, of, wat hier op hetzelfde neerkomt, de roosterspanning wordt veranderd.

Om dit theoretische resultaat, de frequentie-verandering met verschuiving van de instelling op de karakteristiek, experimenteel

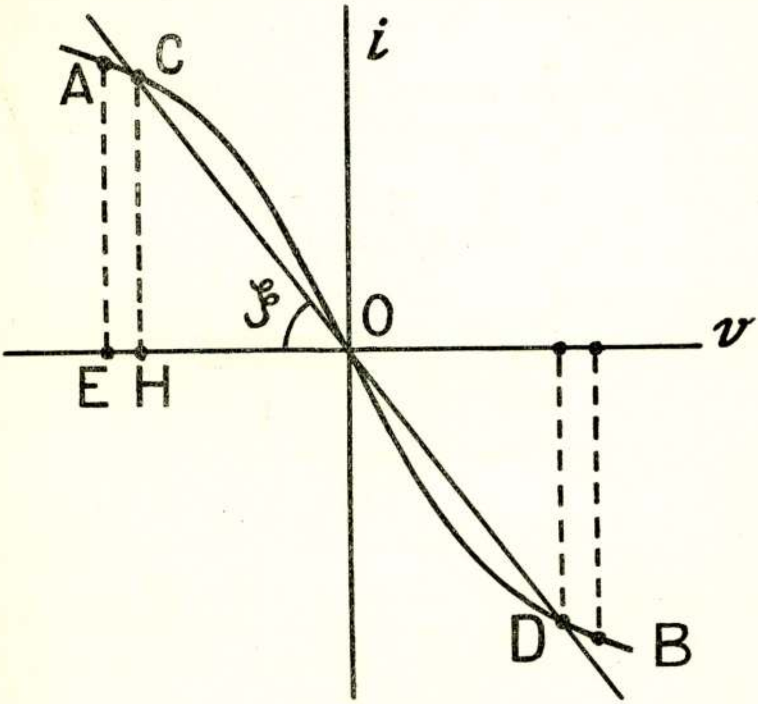



figuur 6

op de proef te stellen, zou men geneigd kunnen zijn daartoe door bijvoeging of vermindering van een aantal cellen, of door middel van een potentiometer de anode- of roosterpotentiaal te wijzigen. Bij nauwkeurig werken blijkt het praktisch niet mogelijk daarbij de onderlinge capaciteitscoëfficienten van de verschillende deelen van de ketens geheel constant te houden, en, daar de te verwachten wijziging der frequentie uiterst klein is, leidt deze methode niet tot zekere resultaten. Wanneer men echter vóór het rooster nog een roostercondensator van geschikte capaciteit met een daaraan parallel geschakelden hoogen weerstand aanbrengt, dan zullen, bij geschikte keuze der parameters, de opgewekte trillingen intermitteerend zijn, waarbij de periode van de onderbrekingen tot bijv. 30 seconden of langer opgevoerd kan worden, Tijdens het vibreeren met hooge frequentie laadt het rooster zich

langzaam negatief op, tot dit ten slotte een zoodanige negatieve potentiaal heeft verkregen, dat de helling der karakteristiek te klein wordt voor het onderhouden der trillingen, op welk moment deze worden afgebroken. Het rooster ontlaadt zich vervolgens door den lek tot weer trillingen inzetten, enz. Gedurende het trillen laadt het rooster zich negatief op en zorgt dus de triode zelf voor de verschuiving van de gelijkstroompositie over de karakteristiek, terwijl aan de uitwendige ketens niets veranderd wordt en alle capaciteiten en inducties geheel constant blijven.

Worden nu de genoemde intermitteerende trillingen met een




Figuur 7

tweede (heterodyne) systeem hoorbaar gemaakt, dan blijkt uit de verandering van de hoogte van den combinatietoon ten duidelijkste de afname der frequentie bij de verplaatsing van de gelijkstroompositie in de richting van den negatieven rooster-potentiaal.

Keeren wij thans terug tot een nadere beschouwing van de amplitude, waarbij beproefd zal worden de physische noodzakelijkheid van de gevonden amplitude-waarde duidelijk te maken.

De fundamenteele vergelijking (Ia) kan, als men bedenkt dat

$$\frac{di}{dt} = \frac{di}{dv} \cdot \frac{dv}{dt},$$

geschreven worden als

$$\frac{d^2 v}{d t^2} + \frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} + \frac{di}{dv}\right)\frac{dv}{dt} + \frac{1}{CL} v = 0 \quad . \ . \ (21)$$

zoodat de coëfficient van $\frac{dv}{dt}$, die bij lineaire vergelijkingen de demping bepaalt en constant is, hier wordt

$$\frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} + \frac{di}{dv}\right),$$

en dus een functie is van de momenteele uitwijking.

Beschouwen we dezen term nader en laat, ter vereenvoudiging, de gelijkstroompositite ingesteld zijn halverwege de hoogte van een symmetrische karakteristiek, zoodat de stroom $i$ gegeven is door

$$i = -\alpha v + \gamma v^3.$$

De afgeleide karakteristiek heeft dan de vorm van A B in figuur 7, die natuurlijk slechts weer geldt voor een bepaalde waarde voor $k$ en dus voor een bepaalde waarde der terugkoppeling, die bovendien hier groot genoeg gekozen zij om trillingen te doen ontstaan.

Construeert men voorts C D, zoo dat

$$\operatorname{tg} \xi = -\frac{1}{R}$$

dan blijkt uit een eenvoudige berekening dat de loodlijn C H uit een snijpunt van A B en C D op de v as neergelaten, hierop een stuk

$$\overline{OH} = \sqrt{\frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma}}$$

afsnijdt.

Om nu de amplitude te verkrijgen, verlenge men O H tot O E zoo dat

$$\overline{OE} = \frac{2}{\sqrt{3}}\, \overline{OH}$$

waarbij dan $\overline{\text{O E}}$ volgens het boven gevonden resultaat de amplitude van $v$ voorstelt.

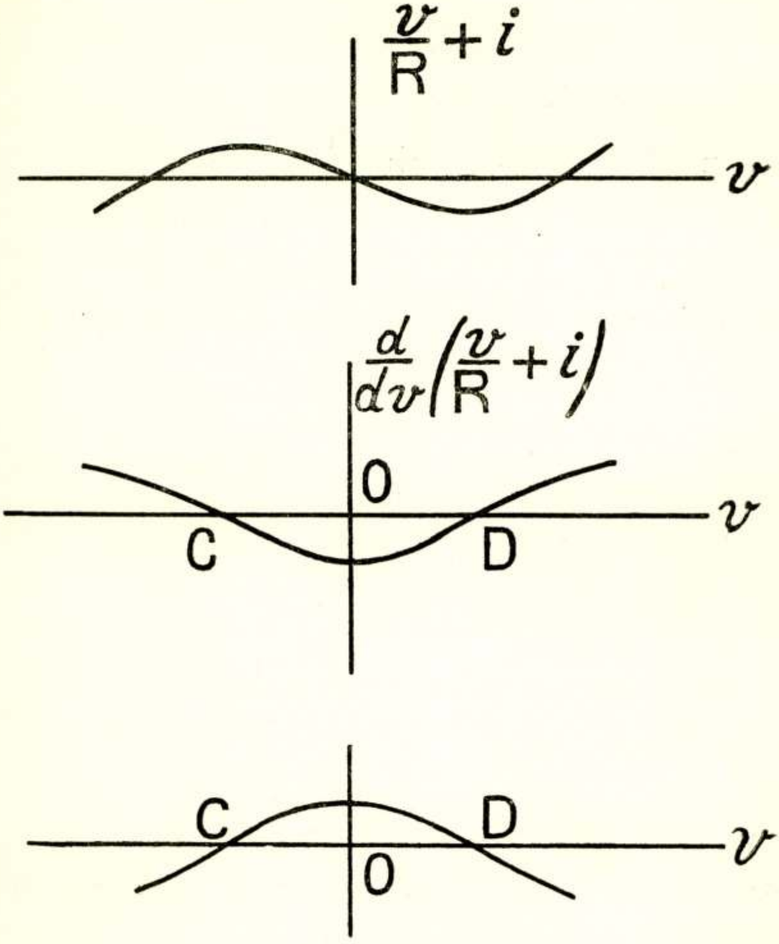
Hieruit volgt, dat het de trillingen representeerend punt op de karakteristiek bij zijn heen en weergaan reikt *voorbij* de snijpunten C en D van de afgeleide karakteristiek met de weerstandsrechte. Het behoeft geen afzonderlijk betoog, dat slechts trillingen mogelijk

zijn, wanneer C D A B snijdt in nog twee andere punten behalve O.

Uit fig 7 kan voorts den vorm van den coëfficient der dempingsterm

$$\frac{1}{C}\left(\frac{1}{R} + \frac{di}{dv}\right)$$

worden geconstrueerd.




Figuur 8, 9 en 10

Daartoe is in fig. 8

$$\frac{v}{R} + i$$

als functie van $v$ geconstrueerd, een functie, die eenvoudig verkregen wordt, door voor bepaalde waarden van $v$, telkens de lengte van de ordinaten tusschen A B en C D van fig. 7 als nieuwe ordinaat af te zetten.

De constante factor $\frac{1}{C}$ is hierbij weggelaten.

Ten slotte wordt fig. 9 verkregen door differentiatie van de kromme van fig. 8, zoodat de kromme C D van fig. 9 de vorm van den dempingscoïfficient

$$\frac{d}{dv}\left(\frac{v}{R} + i\right) = \frac{1}{R} + \frac{di}{dv}$$

van (21) voorstelt.

Men ziet uit fig. 9 dat deze dempingscoëfficient niet constant is, doch afhankelijk van de momenteele waarde van $v$. Immers, voor het moment dat $v$ door nul gaat is de dempingscoëfficient (zie fig. 9) negatief en er bestaat dus de neiging voor de trillingen om aan te wassen. Heeft $v$ bij zijn heen en weergang de waarde O D (fig. 9) bereikt, dan is de dempingscoëfficient juist nul, terwijl zoodra $v$ grooter is dan O D, de dempingscoëfficient positief wordt en dus remmend werkt.

Het is duidelijk, dat bij het inzetten der trillingen, wanneer deze nog slechts een amplitude hebben kleiner dan O D van fig. 9, de demping over de geheele weg negatief is, en dus de trillingsamplitude geleidelijk zal aangroeien. Zelfs wanneer de amplitude reeds de waarde O D bereikt, dan is nog over de geheele weg de demping negatief en de amplitude zal nog verder aangroeien. Eerst wanneer deze een zekere waarde, grooter dan O D bereikt heeft, zal over een gedeelte van den weg de demping negatief en over het andere deel positief zijn, zoodat een stationnaire trillingstoestand slechts met die amplitude mogelijk is.

Boven werd er reeds op gewezen dat voor

$$\alpha - \frac{1}{R} < 0$$

en $$\gamma < 0$$

ook een reëele waarde voor $a$ gevonden werd. Is aan deze beide voorwaarden voldaan, dan heeft de dempingscoëfficient in plaats van die van fig. 9, de vorm van fig. 10. Voor kleine amplituden zou dan de demping positief zijn. Heeft de trilling hier, door een of andere uitwendige oorzaak, eenmaal een amplitude verkregen die een zeker einde voorbij O D reikte (fig. 10), dan zou bij toenemende amplitude de demping steeds afnemen, en de trillingen zouden tot in het oneindige aangroeien. Zooals reeds werd opgemerkt, is de laatst geschetste trillingstoestand, die niet tot de normale triode-trillingen behoort, dus onstabiel [1]).

[1]) Zie ook: Rayleigh. Phil. Mag. April 1883.

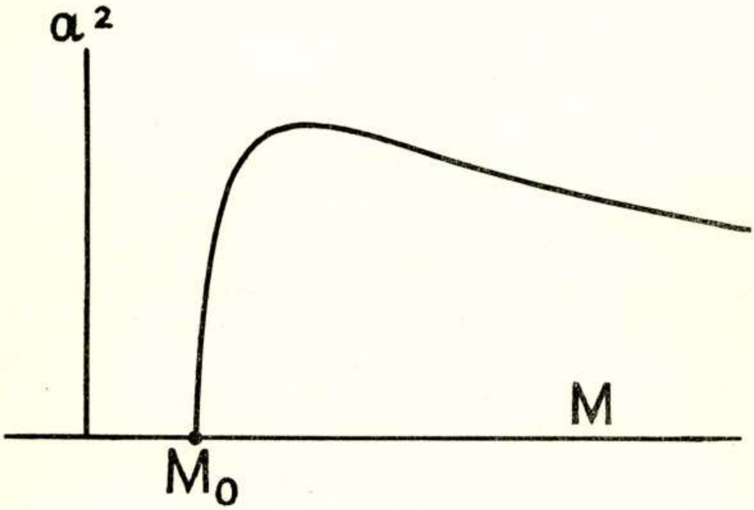
Bezien we thans hoe de amplitude varieert met den graad van terugkoppeling. Deze laatste is bepaald door $M$ en dus door $k$. Substitutie van de uitdrukkingen (7) voor $a$ en $\gamma$ in (15) leidt tot

$$a^2 = \frac{4}{3} \frac{k \frac{di_a}{dE_a} - \frac{1}{R}}{\frac{k^3}{6}\left(-\frac{d^3 i_a}{dE_a^3}\right)} \quad \ldots\ldots \quad (22)$$

waarin, als boven,

$$k = g\frac{M}{L} - 1$$

Uit (22) blijkt nu dat de amplitude niet steeds toeneemt met vergrooting der terugkoppeling, doch een maximum vertoont, dat optreedt, zoodra men met de terugkoppeling zoover is gegaan dat




figuur 11

$$\alpha - \frac{1}{R} = \frac{1}{2R} \quad \ldots\ldots \quad (23)$$

òf $$\left(g\frac{M}{L} - 1\right)\frac{di_a}{dE_a} = \frac{3}{2}\cdot\frac{1}{R}$$

De maximum amplitude $a_{max}$ bij deze instelling der terugkoppeling wordt

$$a_{max} = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}}$$

De kromme van fig. 11 geeft het experimenteel gevonden ver-

band tusschen het quadraat van de amplitude van den grondtoon en de wederkeerige inductie coëfficient M voor een ontvangtriode. Bij de kritische koppeling $M_0$ begint het systeem te trillen, aanvankelijk met zwakke amplitude, bij vergrooting van $M$ neemt eerst deze amplitude snel toe, bereikt een maximum, om vervolgens bij verdere vergrooting der terugkoppeling af te nemen. Deze kromme vertoont alle kenmerken van (22). Althans qualitatief geeft dus de theorie een volkomen bevestiging van het experiment. De vraag of de benadering der karakteristiek door een drietermige reeks voldoende is om ook numeriek geheel de variatie van de amplitude met de terugkoppeling te geven moet bij gebrek aan experimenteele gegevens thans nog open gelaten worden. Qualitatief echter vinden we in (22) een bevestiging van het experiment.

## 5. Afleiding eener vergelijking ter bepaling der amplitude bij willekeurige karakteristiek.

Tot nu toe hebben we bij de afleiding der uitdrukking voor de amplitude van den grondtoon gebruik gemaakt van een reeks benadering voor de afgeleide karakteristiek.

Met de tweede (energie-) methode, kan men echter een algemeene uitdrukking vinden die de amplitude bij benadering bepaalt. Gaan we n.l. uit van de algemeene afgeleide karakteristiek

$$i = \varphi\,(E_a - k\,v) - \varphi\,(E_a),$$

dan levert de energie vergelijking

$$\int_0^T i\,v\,d\,t + \frac{1}{R}\int_0^T v^2\,d\,t = 0$$

met de sinusoïdale benadering

$$v = a\ sin\ \omega\,t$$

ons de uitdrukking

$$\frac{a^2}{2\,R} + \frac{1}{2\,\pi}\int_0^{2\,\pi} a.\ sin\ t \left\{ \varphi\ (E_a - k\,a\ sin\ t) - \varphi\ (E_a) \right\} dt = 0$$

òf

$$\frac{a}{2R} + \frac{1}{\pi}\int_{-1}^{+1}\frac{\varphi\,(E_a - k\,a\,y)}{\sqrt{1-y^2}}\cdot y\,dy = 0 \quad . \quad . \quad (24)$$

ter bepaling der amplitude $a$.

De terugkoppeling, die tot het maximum der amplitude $a$ voert, en dit maximum zelf, zijn te vinden uit (24) en (25):

$$\int_{-1}^{+1}\frac{y^2}{\sqrt{1-y^2}}\cdot\frac{d\,\varphi\,(E - k\,a\,y)}{d\,(E - k\,a\,y)}\cdot dy = 0 \quad (25)$$

welke laatste vergelijking gevonden wordt door differentiatie van (24) naar k, terwijl $\frac{d\,a}{d\,k}$ daarbij nul gesteld wordt.

## 6. Het aanloopen der trillingen.

In §§ 2 en 3 werd gevonden, dat, bij een gegeven afgeleide karakteristiek (die door een drietermige reeks benadred werd), de trillingen zich met een bepaalde amplitude (15) zullen instellen Men kan nog een stap verder gaan en zien, hoe de trillingen tot deze amplitude aangroeien.

Daartoe vermenigvuldigen we beide leden der grondvergelijking (II)

$$C\,\ddot{v} + \left(\frac{1}{R} - \alpha\right)\dot{v} + \frac{1}{L}\,v + \beta\,\frac{d}{d\,t}(v^2) + \gamma\,\frac{d}{d\,t}\,(v^3) = 0 \qquad \text{(II)}$$

met $\frac{d\,v}{d\,t}$; het product kan geschreven worden

$$\frac{1}{2}\,C\,\frac{d\,(\dot{v}^2)}{d\,t} + \left(\frac{1}{R} - \alpha\right)\dot{v}^2 + \frac{1}{2\,L}\,\frac{(d\,v^2)}{d\,t} + 2\beta\,v\,\dot{v}^2 + 3\,\gamma\,\dot{v}^2 v^2 = 0$$
$$(26)$$

Nemen we nu weer voor $v$ aan

$$v = a\;cos\;\omega\,t,$$

maar waarbij thans $a$ een, in verhouding tot cos $\omega\,t$, langzaam veranderlijke functie van $t$ is, dan mag men bij benadering stellen

$$\dot{v} = -\,a\;\omega\;sin\;\omega\,t.$$

Na substitutie van deze uitdrukkingen voor $v$ en $\dot{v}$ in (26) bevat de resulteerende vergelijking twee soorten van termen: termen, die langzaam, en termen die snel met den tijd veranderen.

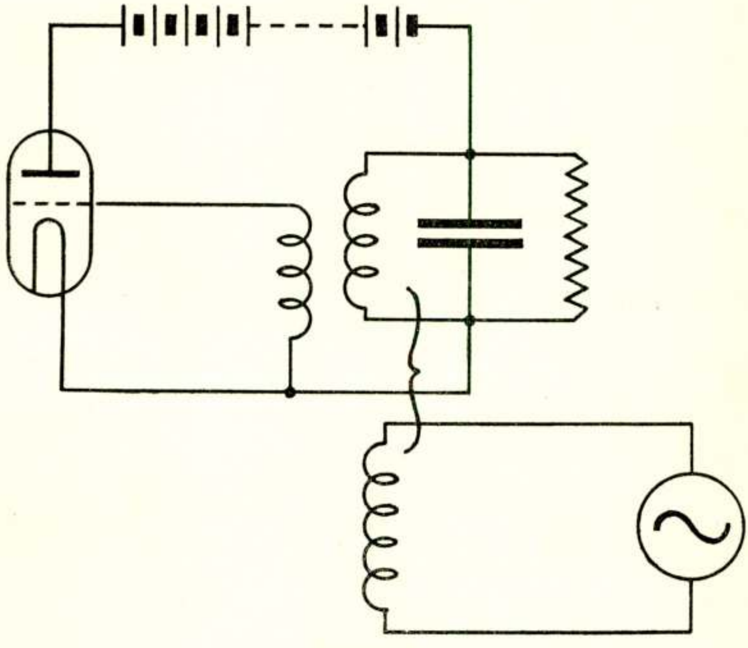
De vergelijking valt dus uiteen in twee deelen, die elk afzonderlijk nul gesteld kunnen worden.

Het deel met de langzaam veranderlijke termen wordt (met de benadering $\omega^2 = \frac{1}{CL}$)

$$C \frac{d(a^2)}{dt} + \frac{1}{R} - \alpha + \frac{3}{4} \gamma a^2 = 0$$

waaruit voor de veranderlijke amplitude volgt

$$a^2 = \frac{1}{1 - Const.\, e^{\frac{-(\alpha - \frac{1}{R})}{C} t}} \cdot \frac{4}{3} \frac{\alpha - \frac{1}{R}}{\gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$



Figuur 12.

De stationnaire waarde der amplitude wordt dus asymptotisch bereikt, maar niet eenvoudig exponentieel. Is, door een of andere oorzaak, de amplitude een oogenblik grooter dan de stationnaire waarde, dan zal, volgens (27), deze stabiele stationnaire waarde zich weldra weer instellen.

## 7. Gedwongen Trillingen.

Laat op den zelfinductietak (fig. 12) van een triode-systeem een uitwendige elektromotorische kracht werken; dit kan geschieden

bijv. (zooals in de figuur is aangegeven) door koppeling met een stroomketen waarin reeds een wisselstroom loopt.

Ter vereenvoudiging onderstellen we hier, evenals bij de behandeling der vrije triodetrillingen, dat de weerstand weer parallel geschakeld is aan de capaciteit en zelfinductie.

Bij de *gedwongen* trillingen, die ten gevolge der uitwendige elektromotorische kracht zullen ontstaan, moeten twee gevallen scherp onderscheiden worden.

De gedwongen trillingen kunnen nl. worden uitgevoerd *a*, door een triode, die zelf reeds spontaan trilt, of *b*, door een triode, die *niet* reeds in trilling verkeert. Dit laatste geval is theoretisch het eenvoudigst en zal hier alleen behandeld worden.

Wanneer de, zuiver sinusoïdaal veronderstelde, elektromotorische kracht, werkzaam in den zelfinductietak, is

$$A \sin pt,$$

dan wordt de vergelijking voor de gedwongen trillingen

$$\frac{di}{dt} + \left( C \frac{d^2}{dt^2} + \frac{1}{R} \frac{d}{dt} + L \right) v = B \sin pt \quad . \quad (28)$$

waar $B$ geschreven is voor $\frac{A}{L}$.

Voeren we weder de benaderde afgeleide karakteristiek in

$$i = - \alpha v + \beta v^2 + \gamma v^3$$

dan gaat (28) over in

$$C \ddot{v} + \left( \frac{1}{R} - \alpha \right) \dot{v} + \frac{1}{L} v + \beta \frac{d(v^2)}{dt} + \gamma \frac{(d v^3)}{dt} = B \sin pt \quad \text{(III)}$$

In deze vergelijking (III) moet

$$\frac{1}{R} - \alpha > 0$$

genomen worden, daar we veronderstellen, dat de triode geen vrije trillingen uitvoert.

Een eerste benadering voor de oplossing van (III) vinden we door eenvoudig

$$v = b \sin (pt + \varphi) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

te stellen, daarbij in eerste benadering de boventonen, die ongetwijfeld ook hier zullen optreden, verwaarloozend.

Ten einde nu de resulteerende amplitude $b$ te vinden, substi-

tueeren we (29) in (III) en vermenigvuldigen de aldus verkregen uitdrukking eerst met

$$\sin pt$$

en integreeren vervolgens over de grondperiode. Daarna herhaalt men dezelfde bewerking maar thans met

$$\cos pt.$$

Aldus verkrijgt men de volgende beide uitdrukkingen.

$$\left.\begin{aligned} &\left(\frac{1}{Lp} - Cp\right) \cos\varphi - \left\{\left(\frac{1}{R} - a\right) + \frac{3}{4}\gamma b^2\right\} \sin\varphi = \frac{B}{bp} \\ &\left(\frac{1}{Lp} - Cp\right) \sin\varphi + \left\{\left(\frac{1}{R} - a\right) + \frac{3}{4}\gamma b^2\right\} \cos\varphi = 0 \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; (30)$$

Uit (30) kan eenvoudig $\varepsilon$ geëlimineerd worden, waardoor men als vergelijking ter bepaling van de amplitude $b$ vindt:

$$\frac{B^2}{b^2 p^2} = \left(\frac{1}{Lp} - Cp\right)^2 + \left\{\frac{1}{R} - a + \frac{3}{4}\gamma b^2\right\}^2 . \quad . \; . \; . \; . \; (31)$$

een uitdrukking dus van den derden graad in $b^2$.

Ter discussieering van (31) beschouwen we eenige bijzondere gevallen.

1. Is de frequentie $p$ van de gedwongen trilling aanmerkelijk verschillend van de eigen frequentie $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ van het triodesysteem en is daarbij de geïnduceerde E. M. K. niet zeer groot, dan is de eerste term in het tweede lid van (31) overwegend, zoodat de tweede term verwaarloosd kan worden. De resulteerende amplitude b is dan gegeven door de eenvoudige betrekking.

$$b = \frac{B}{\frac{1}{L} - Cp^2}$$

De resulteerende spanning is dus evenredig aan de geïnduceerde E. M. K. terwijl alle triodeconstanten uit de vergelijking zijn weggevallen.

2. Is de geïnduceerde E. M. K. klein en is de terugkoppeling zoo ingesteld, dat deze nog een zeker bedrag van de kritische koppeling verschilt, dan zal, bij benadering, wanneer ook de inductieve weerstand niet domineert, de amplitude gegeven worden door

$$b^2 = \frac{B^2}{p^2} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{Lp} - Cp\right)^2 + \left(\frac{1}{R} - a\right)^2}$$

Hier komt de dempingsreductie naar voren. De weerstandsterm

$\frac{1}{R}$ is n.l. verkleind tot $\left(\frac{1}{R} - a\right)$, waarbij ondersteld is, dat de terugkoppeling zoodanig is ingesteld dat

$$g \frac{M}{L} - 1 > 0,$$

en dus $a$ positief is. (Men bedenke dat de demping niet met $R$ doch met $\frac{1}{R}$ afneemt).

Is behalve aan de genoemde voorwaarden van 2 ook nog voldaan aan de conditie dat de gedwongen frequentie gelijk is aan de eigen frequentie

$$p = \omega,$$

dan resulteert

$$b = \frac{B}{p} \frac{1}{\frac{1}{R} - a} = \frac{B}{p} \frac{1}{\frac{1}{R} - \left(g \frac{M}{L} - 1\right) \frac{d\,i\,a}{d\,Ea}} \quad . \quad . \quad (32)$$

Deze laatste uitdrukking geeft een eenvoudige methode om, met behulp van hoogfrequente wisselstroomen, (dus onder de omstandigheden der praktijk) de versterkingsfactor $g$ experimenteel te bepalen. Hiertoe induceert men (bijv. met een tweede triode) een E. M. K. in de bovengenoemde zelfinductietak der eerste triode, en wel eerst nadat de gloeistroom der ontvangtriode is afgezet. Na instelling op resonantie meet men den resulteerenden stroom in de ontvangketen. Daarna herhaalt men de proef, maar met den gloeistroom der ontvangtriode aan. Varieert men nu de terugkoppeling tot juist dezelfde stroomintensiteit als bij de eerste proef bereikt wordt, dan zal volgens de theorie

$$a = 0$$

zijn, waaruit volgt

$$g = \frac{L}{M}$$

De verhouding van de zelfinductie $L$ tot de wederzijdsche inductie $M$ geeft dan den versterkingsfactor $g$.

3. Ten laatste beschouwen we het geval, waarbij een groote geïnduceerde E. M. K. werkt, terwijl de terugkoppeling tot dicht bij de kritische waarde wordt gebracht. Is bovendien het triodesysteem nog in resonantie gebracht met de E. M. K. dan zou (32) voeren tot een onbegrensde amplitude. Hier echter treedt de term

$$\frac{3}{4}\gamma b^2$$

(in het tweede lid van (31)) begrenzend op, en zal zelfs bij nadering van $\frac{1}{R} - a$ tot nul (het kritische punt) domineeren. Bij resonantie vindt men hier

$$b \doteq \sqrt[3]{\frac{B}{\frac{3}{4}\gamma p}} \quad \text{. . . . . . . . (33)}$$

en de resulteerende amplitude is niet meer evenredig aan de werkende electromotorische kracht, doch aan den derden-machts wortel daaruit. De „limiter"-werking der triode is hiermede theoretisch aangeduid.

Ten slotte kunnen de gevonden resultaten nog als volgt worden gegeneraliseerd:

Maakt een triodesysteem als in fig. 1 deel uit van een gecompliceerde wisselstroomketen, dan kan men met de gewone wisselstroomformules rekenen en de triode daarbij wegdenken, mits de weerstandsterm

$$\frac{1}{R}$$

vervangen worde door

$$\frac{1}{R} - a + \frac{3}{4}\gamma a^2$$

waar $a$ de amplitude is van de resulteerende wisselspanning tusschen de punten A en B. Voorwaarde voor de geldigheid van deze stelling is echter dat slechts één frequentie in het geheele wisselstroomsysteem optreedt.

*Natuurkundig Laboratorium.*
*Teyler's Stichting.*

HAARLEM.

# Radio-Telefonie met Triode-zenders

door WALTER SCHÄFFER. 1920

Voordracht gehouden voor het genootschap, op 27 November te Delft.

## I. Beïnvloedingsmethoden door de spraak.

Draadlooze Telefonie komt daardoor tot stand, doordat een hoogfrequente en daardoor onhoorbare golventrein in rythmus van de spraak gemoduleerd wordt. Alleen deze modulatie is in de telefoon van het ontvangtoestel hoorbaar. De veranderingen van den uitgezonden hoogfrequenten golventrein kunnen of amplitude-veranderingen of frequentie-veranderingen zijn.

De inwerking op de telefoon van het ontvangapparaat wordt ten slotte in beide gevallen veroorzaakt door een amplitude-verandering, daar een in spraakrythmus gemoduleerde, uitgezonden golf, in het afgestemde ontvangapparaat, toch een meer of minder groote amplitude veroorzaakt.

Volledigheidshalve worde nog genoemd een beïnvloedingsmethode, waarbij, behalve een hoogfrequente golf, een tweede uitgestraald wordt, waarvan de frequentie dermate verandert, dat de interferentietonen de spraak vormen. Over deze, door een Amerikaansche firma uitgedachte methode, is in de literatuur geen beschrijving te vinden, terwijl evenmin iets over resultaten bekend is.

Tot op heden is de Telefonie door amplitude verandering van den ongedempten golventrein van de meeste beteekenis.

Er zijn twee principiëele methodes om de amplitude verandering te veroorzaken.

1. Bij de eene wordt de antenne-kring direct of indirect beïnvloed, b.v. door weerstandsverandering of verstemming van de antenne, waarbij aangenomen wordt dat een zender den antenne een golf van praktisch constante frequentie opdringt.

2. Bij de andere, wordt het genereerende systeem reeds direct beïnvloed, m.a.w. zij regelt het ontstaan van de H. F. energie.

De onder 1 genoemde methodes, zijn voor alle soorten van zenders te gebruiken, terwijl de onder 2 genoemde in hoofdzaak slechts voor triode-zenders in aanmerking komt.

## II. Opwekken van E.M.-trillingen door middel van Trioden.

Alsvorens echter verder in te gaan op de systemen voor het beïnvloeden van triodezenders is het noodig, het ontstaan van hoogfrequente golven bij deze zenders te behandelen.

Hierbij zal slechts zoover op de theorie van kathode-buizen [1]) ingegaan worden, als het begrip van het ontstaan van trillingen noodzakelijk is.

Ter verklaring van het ontstaan van trillingen zal de triode beschouwt worden als een gelijkstroomweerstand, waarvan de waarde zooals verder aangetoond zal worden, door bijzondere middelen aan een rythmische verandering onderworpen is.

Legt men aan een twee-electrodenbuis, welke uit een koude anode en een gloeikathode bestaat, een gelijkstroombron aan, waarvan de positieve pool aan de anode en de negatieve aan de kathode verbonden is, dan gaat door de buis een electrische stroom.

De grootte van dezen electrischen stroom wordt volgens de formule van Langmuir gegeven door

$$I_e = K \cdot F^{3/2}$$

Waarin $F$ het van de anode uitgaande, op de kathode werkende electrische veld en $K$ een constante, welke afhankelijk is van den geometrischen bouw van de triode, voorstelt.

De stroom $I_e$ voldoet, daar het bereikbaar maximum beperkt is, niet onbegrensd aan de Langmuirsche formule. Hij kan niet meer grooter worden, zoodra het veld $F$ zóó sterk geworden is, dat in een tijdseenheid een zoodanig aantal electronen van de kathode getransporteerd wordt, als in de tijdseenheid geproduceerd wordt. Deze limiet is de verzadigingsstroom $I_s$.

Uit de het veld veroorzakende anodespanning

$$V_a = K \cdot F$$

volgt

$$I = K \cdot V_a^{3/2}$$

---

[1]) Jahrbuch der Dr. T. en T. Bd. 14. Bl. 110.

De spanning, waarbij de verzadigingsstroom $I_s$ bereikt wordt, is de verzadigingsspanning.

Wordt tusschen gloeidraad en anode een derde electrode (rooster), geplaatst, dan zal het van de anode uitgaande veld slechts met een bepaald percentage, overeenkomstig den „durchgriff" op de kathode inwerken.

Deze doorlaatcoëfficient „$a$", welke gewoonlijk in procenten uitgedrukt wordt, hangt af van de mazen van het rooster en van de plaatsing van de drie electroden ten opzichte van elkander.

De in deze triode heerschende stroom zal dan zijn

$$I_e = K \, . \, a \, V_a^{3/2}$$

Legt men buiten de anodespanning nog een tweede n.l. de roosterspanning aan de triode, dan werkt op de kathode, een uit het anode en het roosterveld samengesteld veld in, en geldt dan voor den naar de kathode vloeienden emissie-stroom de vergelijking

$$I_e = K \left( V_g + a \, V_a \right)^{3/2}$$

De emissiestroom $I_e$ zal zich nu in een roosterstroom $I_g$ en een anodestroom $I_a$ splitsen. Is $V_a$ grooter dan $V_g$, dan zullen zich rooster en anodestroom niet verhouden als de aangelegde spanningen, doch de roosterstroom bedraagt dan slechts een zeer gering gedeelte van den emissiestroom.

Bij $V_g = o$ is reeds een zekere emissiestroom, overeenkomstig den doorlaat-coëfficient „$a$", voorhanden. De emissiestroom wordt $= o$, wanneer de roosterspanning zulk een negatieve waarde bereikt, dat daardoor het van de anode uitgaande, door het rooster doorgelaten veld, juist opgeheven wordt.

Bereikt de roosterspanning de positieve verzadigingswaarde, dan is de roosterstroom in verhouding tot den anodestroom nog zeer klein. Bij verder toenemende roosterspanning neemt hij toe, waarbij de anodestroom vermindert, omreden de som van rooster en anodestroom op ieder moment gelijk aan den emissiestroom is.

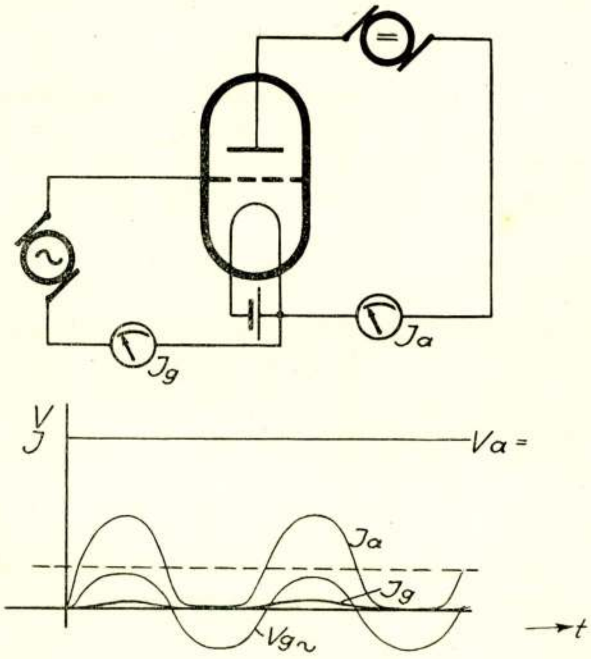
Zou men nu tusschen rooster en kathode een wisselspanning aanleggen, waarvan de amplitude juist een waarde gelijk aan de verzadigingsspanning bereike, en zou in den anodekring een stroombron met een hoogere spanning dan de verzadigingsspanning aanwezig zijn, dan zouden als functies van den tijd de in fig. 1 voorgestelde stroomen en spanningen voorhanden zijn, waarbij de kromme $I_a$ de anodestroom, $I_g$ de roosterstroom, $V_g \sim$ de aangelegde

roosterwisselspanning en $V_{a=}$ de aangelegde anode-gelijkspanning voorstellen.

Ten opzichte van de tusschen anode en kathode werkzame spanning vormt de triode een gelijkstroomweerstand, waarvan de waarde een in functie van de roosterspanning veranderlijke is.

Dientengevolge vloeit door den anodekring een pulseerende gelijkstroom.

Men kan zich een pulseerende gelijkstroom steeds samengesteld denken uit een continu vloeienden gelijkstroom, welke door een zuiveren wisselstroom gesuperponeerd is.



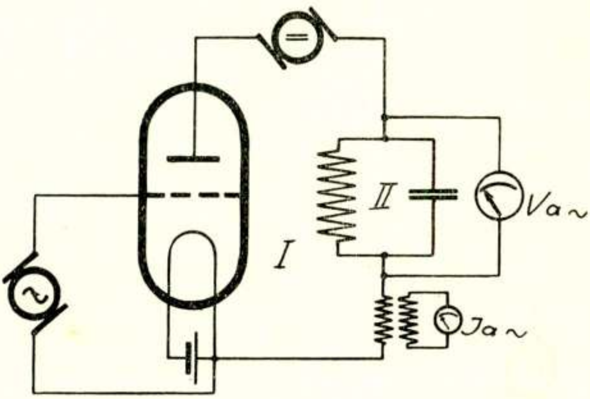

figuur 1

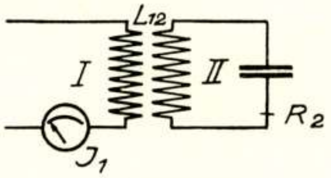
Deze gesuperponeerde wisselstroom, welke de frequentie van de roosterwisselspanning heeft en bovendien daarmede in phase is, kan nu tot energie-voortbrenging, d. w. z. tot het verkrijgen van trillingen dienen. Schakelt men in den anodekring een weerstand, welke de eigenschap heeft voor wisselstroom een schijnbaren ohmschen weerstand voor te stellen, doch voor gelijkstroom een weerstand o heeft, in, dan wordt in dezen weerstand wisselstroom-energie ontwikkeld.

Een weerstand, welke aan de gestelde eischen beantwoordt, is een op de frequentie afgestemde kring. Fig. 2a.

De grootte van den weerstand, welke een afgestemden kring vormt, volgt uit de navolgende beschouwing. Fig. 2b.

Gaat door I een wisselstroom van bepaalde frequentie en is de kring II, welke op dezelfde frequentie afgestemd is, met I gekoppeld, dan is, wanneer $N_2$ de energie in kring II, $E_2$ de E. M. K. in kring II, $R_2$ de weerstand in kring II, $I_1$ de stroom in kring I,




figuur 2a en 2b

$L_{12}$ de wederzijdsche inductie, $\omega$ de frequentie en $R_ü$ de door kring II op kring I overgebrachte weerstand is:

$$N_2 = \frac{E_2^2}{R_2};\ N_2 = I_1^2 . R_ü;\ I_1^2 . R_ü = \frac{E_2^2}{R_ü}$$

$$E_2 = \omega\ L_{12} . I_1;\ R_ü = \frac{\omega^2 . L_{12}^2}{R_2}$$

Waar het nu onverschillig is of kring II met I hetzij direct of indirect gekoppeld is, geldt deze afleiding ook voor de in fig. 2a voorgestelde schakeling.

De door den anodekring stroomende gelijkstroom gaat zonder weerstand te ontmoeten, door de zelfinductie van den kring heen. De superponeerde wisselstroom echter ontmoet den weerstand R', welke evenwel een zuiver Ohmsche is. Omdat dus deze weerstand

een zuiver Ohmsche is, is de aan den kring II afgegeven wisselstroomenergie gelijk aan het product van den wisselstroom $I_a$ en de aan de klemmen ontstaande wisselspanning $V_{a \sim}$.

De op de triode in ieder moment werkende spanning, stelt zich te zamen uit de aangelegde gelijkspanning en de aan de klemmen van kring II ontstaande wisselspanning. Zijn de momenteele waarden van den anodewisselstroom positief, dan treden aan de klemmen van kring II zulke momentwaarden van wisselspanning op, welke de aangelegde gelijkspanning tegenwerken. Bij negatieve anodestroomen is de totaalspanning gelijk aan de som van de optredende wisselspanning en de aangelegde gelijkspanning. De aan de triode liggende wisselspanning is dus ten opzichte van den door de triode gaanden wisselstroom (en ook van de roosterspanning), 180° in phase verschoven.

Het is nu duidelijk, dat de door kring II afgenomen wisselstroomenergie des te grooter is, naarmate de aan dezen toegevoerden anodewisselstroom eenerzijds en de aan zijn klemmen ontstaande wisselspanning anderzijds, hooger is. Deze laatste zal des te hooger worden, naarmate de wisselstroomweerstand grooter is, onder het voorbehoud echter, dat door de vergrooting de toegevoerde wisselstroom niet verminderd wordt. De waarde daarvan blijft onveranderd, zoolang als de op de triode werkende momenteele anodespanning op ieder moment grooter is dan de verzadigingsspanning en dus ook dan de maximumwaarde der roosterspanning, welker amplitude de verzadigingsspanning slechts juist bereiken moet.

Een diagram zou aantoonen, dat de kleinste op de triode werkende anodespanning, de zg. restspanning, het verschil van $V_{a=}$ en de amplitude van $V_{a \sim}$ is.

Hiermede is de voorwaarde voor de toelaatbare grootte van de door kring II overgebrachte hoogste weerstandswaarde gegeven.

Wil men bereiken, dat de genoemde restspanning 10 % boven de verzadigingsspanning is, dan moet aan de vergelijking

$$1.1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}} = V_{a_{=}} - 1.4\ V_{a_{\sim}} = V_{a_{=}} - 1.4\ I_{a_{\sim}} \cdot R_{\ddot{u}}$$

voldaan worden.

Men maakt nu een kleine fout, indien men den anodewisselstroom, welke niet geheel sinusvormig zijn kan, als sinusvormig aanneemt. Zijn amplitude is ongeveer gelijk aan de helft van den verzadigings-

stroom. Substitueert men deze benaderde amplitudewaarde in de vorige vergelijking, dan volgt daaruit:

$$1.1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}} = V_{a_{=}} - \frac{I_s}{2} \cdot R_{\ddot{u}}$$

$$R_{\ddot{u}} = \frac{V_{a_{=}} - 1.1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}}}{\frac{I_s}{2.}}$$

De grootste wisselstroomenergie, welke aan het systeem onttrokken kan worden, is dientengevolge, daar zooals gezegd $R_{\ddot{u}}$ een Ohmschen wisselstroomweerstand vormt,

$$N_2 = V_{a_{\sim}} \cdot I_{a_{\sim}}$$

Daar de maximumamplitude van

$$\overline{V_{a_{\sim}}}_{max} = V_{a_{=}} - 1.1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}}$$

is, wordt de hoogste effectieve waarde

$$V_{a_{\sim\,max}} = \frac{V_{a_{=}} - 1.1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}}}{\sqrt{2}}$$

en de hoogste effectieve waarde van

$$I_{a_{\sim\,max}} = \frac{\frac{I_s}{2}}{\sqrt{2}}$$

en dus

$$N_{2_{max}} = \frac{V_{a_{=}} - 1{,}1\ V_{a_{s\ddot{a}tt}}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\frac{I_s}{2}}{\sqrt{2}}$$

Echter is ook

$$V_{a_{\sim}} = I_2 \cdot \omega\ L_{12}$$

waar $I_2$ de in kring II heerschende wisselstroom is, $\omega$ de frequentie en $L_{12}$ de wederzijdsche koppelings-zelfinductie. Hieruit kan zonder meer de dimensie van de koppelings-zelfinductie

bepaald worden onder beding, dat de stroom $I_2$ bekend is. Deze volgt uit

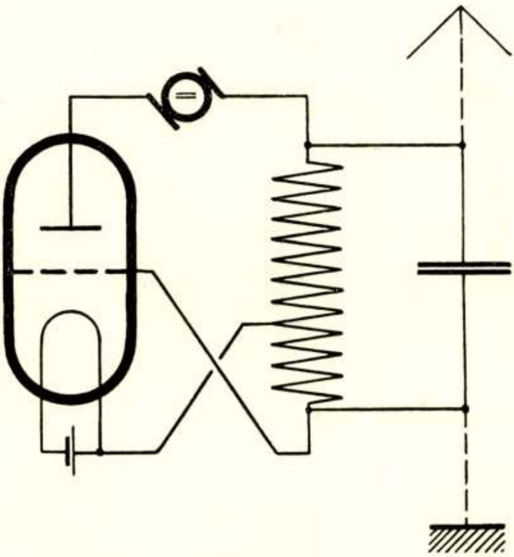
$$N_2 = I_2^2 . R_2$$

en dus

$$L_{12} = \frac{V_{a \sim}}{I_2 . \omega}$$

Uit de aan een triode opgenomen emissie-kromme kan men de waarde van $I_{sätt}$ en $V_{sätt}$ verkrijgen. Voor een bepaalde te gebruiken bedrijfsspanning, volgen uit bovenstaande beschouwingen de gunstigste waarden voor $V_{a \sim}$, $V_{g \sim}$ en $L_{12}$ en verder de maximaal energie $N_2$, welke de triode afgeven kan.

Inplaats van de excitatie van het rooster (fig. *2a*) door middel van een afzonderlijken wisselstroom, is het ook mogelijk de rooster-



figuur 3

excitatie door middel van terugkoppeling van kring II te verkrijgen. Hierbij is slechts daarop te letten, dat de terugkoppeling in dien zin geschiedt, dat roosterspanning en stroom ten opzichte van de anodespanning 180° in phase verschoven zijn, opdat aan de gestelde voorwaarden van diagram fig. *2b* voldaan wordt.

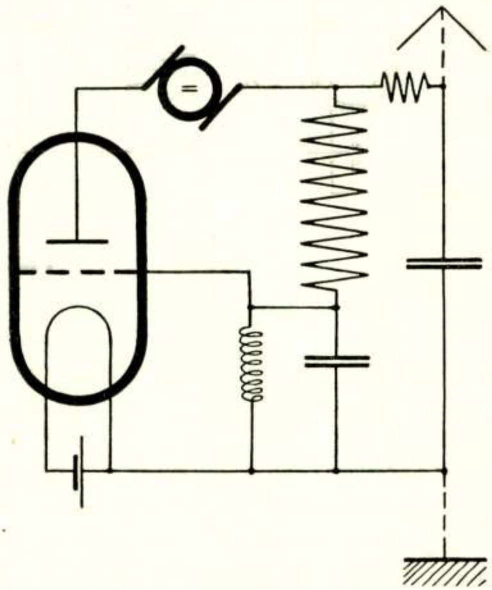
Uit dit diagram n.l., volgens hetwelk roosterspanning en anodestroom ten opzichte van de anodespanning 180° verschoven zijn, kan, gezien de vroegere beschouwingen, de conclusie getrokken worden, dat de triodeschakeling slechts dan alleen geschikt is tot het produceeren van trillingen, indien de daar voorgestelde phaseverschuiving verzekerd is.

## a. Directe Zendschakelingen.

De fig. 3 en 4 vertoonen terugkoppelingschema's, welke aan de gestelde eischen voldoen, en wel fig. 3 de z.g. spaarschakeling (Dreipunktschaltung) en fig. 4 een schakeling, waarin de roosterspanning van de aansluitklemmen van een condensator, die in serie met een zelfinductiespoel in den trillingskring geschakeld is, afgenomen wordt.

Ter vermijding van een negatieve oplading van het rooster, wordt een smoorspoel parallel met den condensator geschakeld.

Voor de juiste dimensioneering van een zender, is het dan slechts



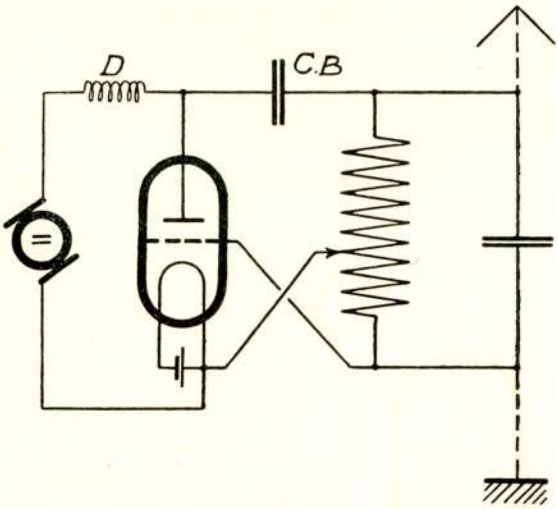
figuur 4

noodzakelijk, de schijnbare koppelingsweerstanden zoo te kiezen, dat zich bij den te verwachten antennestroom, spanningsvervallen van de vereischte grootte als $V_{a\sim}$ en $V_{g\sim}$ voordoen.

Fig. 5 vertoont een schema, waarin om practische redenen, de stroombron verplaatst werd, zonder dat daardoor een verandering in de werking optrad. Een belangrijk voordeel van deze schakeling is, dat de stroombron eenpolig geaard kan worden. De blokcondensator $C_B$ wordt door den gelijkstroom opgeladen en werkt na oplading als stroombron, op de wijze als bij de besproken schakelingen aangetoond werd. De smoorspoel D dient als H F blokkeering.

b. Tusschenkring Schakelingen.

De tot nu toe behandelde schakelingen zijn z.g. directe schakelingen, d. w. z. zulke, waarbij de antennekring direct aan den triodekring gekoppeld is.




figuur 5

Daar de aan den antenne-kring op deze wijze toegevoerde anodestroom, geen zuiver sinusvormige is, treden in de antenne harmonische trillingen op.

Daar het eventueel vermijden daarvan van groot belang was, ging men tot het gebruiken van een tusschenkring over.

Bij de schakeling fig. 6 is aan de triode een z.g. tusschenkring, en vervolgens aan dezen de antenne-kring, b.v. inductief, gekoppeld. Het is duidelijk, dat bij deze schakeling beduidend minder harmonische in de antenne optreden, daar deze in hoofdzaak een weg over den capacitieven tak van den tusschenkring, vinden.

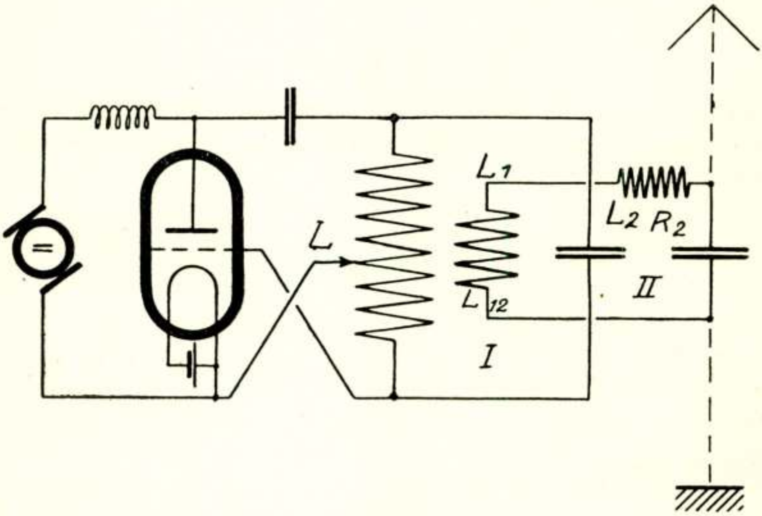
De berekening van tusschenkring-zenders, geschiedt geheel volgens hetzelfde principe als bij de directe zenders. Deze berekening moet in hoofdzaak uitdrukken, hoe groot de voor de triode-koppeling noodzakelijke zelfinductie, waarvan zoowel anode alsook roosterkoppelingsspanning afgenomen worden, moet zijn. Teneinde de hoogfrequentieweerstand in den tusschenkring zoo klein mogelijk te houden, is het gewenscht dat daarin geen grooter zelfinductie dan de voor de koppelingsspanning $V_a + V_g$ noodzakelijke, aanwezig is. Op den tusschenkring werkt een van den

antennekring overgebrachte weerstand *Rü*, waarvan de waarde volgt uit

$$Rü = \frac{\omega^2 L_{12}^2}{R_2}$$

waarin $L_{12}$ de wederzijdsche inductie van tusschenkring en antenne en $R_2$ den antenneweerstand voorstelt. Men dient hierbij rekening te houden met het feit, dat $L_{12}$ de limiet voor extra losse koppeling niet overschrijden mag, opdat n.l. het systeem nog praktisch een golf zal blijven uitstralen.

Betrekt de antennekring zijn energie van den tusschenkring, dan is de demping van dezen laatsten $d_1$, met betrekking tot den antennekring $= - d_2$.




figuur 6

Uit de algemeene koppelingsvergelijking voor extra losse koppeling

$$k \leqq \frac{d_1 - d_2}{2\pi}$$

volgt, wanneer $d_1 = - d_2$ is

$$k = - \frac{2\, d_2}{2\, \pi} = - \frac{d_2}{\pi}$$

of

$$k = \frac{d_2}{\pi}$$

dus kan het minteeken in dit geval, buiten beschouwing blijven.

Onder de bepaling, dat de gezamentlijke zelfinductie van den tusschenkring voor koppeling met de triode gebruikt wordt, volgt de afleiding van de formule voor deze zelfinductie $L$ uit de navolgende beschouwing

$$k^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 \cdot L_2}; \quad L_{12}^2 = k^2 \cdot L_1 L_2 = \frac{d_2^2}{\pi^2} L_1 \; L_2$$

$$Rü = \frac{\omega \cdot L_{12}^2}{R_2} = \frac{\omega^2 \cdot d^2_2 \; L_1 \cdot L_2}{\pi^2 \cdot R_2}$$

$$d_2 = \frac{R_2 \cdot \pi}{\omega \, L_2}; \quad d^2_2 = \frac{R^2_2 \cdot \pi^2}{\omega^2 \cdot L_2^2}$$

$$Rü = \frac{\omega^2 \cdot L_1 \cdot L_2 \cdot R_2^2 \cdot \pi^2}{\pi^2 \cdot R_2 \cdot \omega^2 \; L_2^2}$$

$$Rü \; \frac{L_1}{L_2} \cdot R_2$$

Hierin wordt de bij extra losse koppeling, door de antenne op den tusschenkring, over te brengen maximum weerstand uitgedrukt.

Verder is

$$I_1 \cdot \omega \; L = V_a + V_g; \; I_1 = \frac{\sqrt{N_1}}{\sqrt{R_1 + Rü}} = \frac{\sqrt{N_1}}{\sqrt{R_1 + \frac{L_1}{L_2} \cdot R_2}}$$

$$\frac{\sqrt{N_1 \cdot \omega \; L_1}}{\sqrt{R_1 + \frac{L_1}{L_2} \cdot R_2}} = V_a + V_g; \; N_1 \cdot \omega^2 L_1^2 = (V_a + V_g)^2 \left(R_1 + \frac{L_1}{L_2} R_2\right)$$

Neemt men

$$a = \frac{d_1}{d_2} = \frac{\frac{R_1 \cdot \pi}{L_1 \cdot \omega}}{\frac{R_2 \cdot \pi}{L_2 \cdot \omega}} = \frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{L_2}{L_1}$$

dan wordt

$$\frac{N_1 \cdot \omega^2 \cdot L_1^2 \; L_2}{R_2 \; L_1} = (V_a + V_g)^2 (a + 1)$$

$$L_1 = \frac{(V_a + V_g)^2 (1 + a) \cdot R_2}{N_1 \cdot \omega^2 \cdot L_2}$$

Volgens de resonantie voorwaarde $\omega^2 \; L \; C = 1$ is

$$C = \frac{1}{\omega^2 \; L} \text{ en}$$

$$L_1 = \frac{(V_a + V_g)^2 (1 + a) \; R_2 \; C_2}{N_1.}$$

Al deze beschouwingen en zeer eenvoudige berekeningen gelden slechts voor het geval, dat de werkelijke verhoudingen ook inderdaad met de aangenomen overeenkomen, hetgeen echter practisch nimmer het geval is. In het inwendige van de triode vormen anode en kathode eenerzijds, anode en rooster en rooster en kathode anderzijds capaciteiten, welke parallel ten opzichte van de koppelingselementen liggen. Het gevolg daarvan is, dat de systemen meerdere graden van vrijheid bezitten. Het gevaar bestaat dus, dat de trillingen bij triodezenders niet in de verwachte, doch onder bepaalde omstandigheden in een van de andere frequentie mogelijkheden optreden. Men is dus in de meeste gevallen gedwongen bijzondere maatregelen te nemen, welke het ontstaan van deze ongewenschte trillingen verhinderen. Zij kunnen bestaan in kortsluitingen voor die ongewenschte trillingen, welke tusschen rooster en kathode geplaatst zijn en aldus het ontstaan van een roosterspanning van deze frequentie beletten, of in het inschakelen van zelfinductie-spoelen of dempingsweerstanden in dien stroomtak waarin de ongewenschte trillingen zouden kunnen optreden.

## III. Middelen voor het beïnvloeden van de hoogfrequentie amplitude bij Triode-Telefoniezenders.

Nadat nu het ontstaan van trillingen bij triodezenders duidelijk gemaakt is, kan overgegaan worden tot het behandelen van de methoden welke gebezigd worden, om de trillingen in spraakrythmus te moduleeren. Zooals reeds in den aanvang gezegd, bestaat het eenvoudigste middel daarin, dat men den antennekringweerstand in spraakrythmus wijzigt.

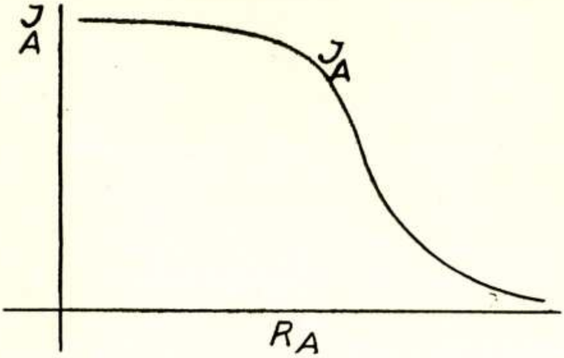
### Directe of indirecte antennebeïnvloeding.

Daar de door de triode ontwikkelde maximum energie

$$N_a = I_a^2 . R_a$$

is, verandert de waarde van den stroom $I_a$, zoo spoedig als $R_a$ verandert. Op grond van het vroeger behandelde, is het echter ook düidelijk, dat b.v. bij vergrooting van $R_a$ ook de waarde $N_2$ meer dan evenredig verkleind wordt, want bij vallenden stroom $I_a$ vallen ook $V_{a\sim}$ en $V_{g\sim}$, waardoor dus niet meer de gunstigste koppelingsvoorwaarden voor het onttrekken van de maximum energie aan de triode, aanwezig zijn. Het dalen van anode en roosterspanning heeft ten gevolge, dat de stroom $I_a$ verder ver-

mindert, welke vermindering zoover voortgaat, totdat wederom een evenwichtstoestand intreedt.




figuur 7

In fig. 7 is de antennestroom $I_a$ als functie van den antenneweerstand uitgezet, en men ziet uit de kromme voor $I_a$, dat een groote verandering van den antennestroom bij een betrekkelijk geringe verandering van den antenneweerstand, plaats vindt. De voor de telefonie noodzakelijke voorwaarden worden in het algemeen op gunstige wijze vervuld, daar de antennestroom veel meer dan omgekeerd evenredig met den antenneweerstand gewijzigd wordt. Op zichzelf is het hier onverschillig, of de microphoon direct in de antenne of indirect in een met de antenne gekoppelden al of niet afgestemden kring geschakeld is. De weerstandsverandering in de antenne, welke bij direct in de antenne geplaatste microphoon gelijk aan de verandering van den microphoonweerstand is, is bij gebruik van den gekoppelden afgestemden microphoonkring gelijk aan den telkens overgebrachten weerstand. Deze is wederom gelijk aan

$$R_{ü} = \frac{\omega^2 \cdot L_{12}^2}{R_2}$$

waarin $R_2$ in hoofdzaak door den microphoonweerstand gevormd wordt.

Is de microphoonkring niet afgestemd, dan is

$$R_{ü} = \frac{\omega^2 \cdot L_{12}^2}{R_2 + \omega^2 L_2^2} \cdot R_2$$

Gebruikt men in plaats van een directen een tusschenkringzender, dan zijn de verhoudingen bijna even gunstig. Uit de eindformule voor de grootte van de koppelingszelfinductie volgt, dat bij verandering van $R_2$ de grootheid $L_1$ een andere waarde zou moeten hebben

indien de triode zijn maximum-wisselstroom-energie zou moeten afgeven. Ook in dit geval zou dientengevolge de antennestroom veel meer dan omgekeerd evenredig met de veranderingen van den antenneweerstand dalen. Daarbij komt nog, dat de koppeling tusschen antenne en tusschenkring, bij vergrooting van den antenneweerstand, niet meer de toelaatbare vaste waarde bereiken zou en dus de van den tusschenkring aan den antennekring afgegeven energie verder zou dalen. Is de microphoon op de vermelde wijze, hetzij in de antenne of in een daarmede gekoppelden kring geplaatst, dan gaat door de microphoon een zekere hoogfrequentiestroom, hetgeen om tweeërlei redenen het nadeel van deze schakeling is. Wanneer de microphoon bewegelijk aan het toestel zou zijn verbonden, of door middel van een min of meer langere geleiding op een afstand daarvan geplaatst was, dan zou de antenne-afstemming op een nadeelige wijze beïnvloed worden. Daarom is zulk een wijze van inschakeling slechts voor zeer primitieve zenders bruikbaar. Bovendien echter zou de microphoon door den H F stroom beschadigd en verwarmd worden en het is duidelijk dat de beschreven methode slechts onder die omstandigheden te gebruiken zou zijn, waarbij antenne-energie en antennestroom buitengewoon klein en door de microphoon nog juist te verdragen zijn. Bij grootere energieën is het zg. antennespreken dan alleen mogelijk, wanneer men de verandering van den microphoonweerstand door middel van tusschentrioden of absorptiekringen op de antenne overbrengt.

### b. Beïnvloeding van de triode-koppeling.

Minder stellen zich de moeilijkheden op den voorgrond, indien men door middel van de microphoon de koppelingspanningen van de triode, het beste de roosterspanning, beïnvloedt. Een daarvoor geschikte schakeling toont fig. 8.

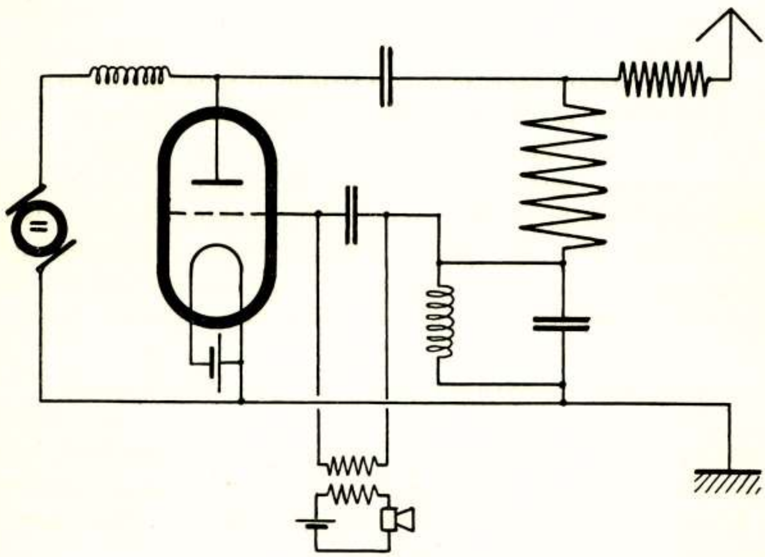
Hier werkt de microphoon op een transformator, waarvan de secundaire spanning in serie met de roosterwisselspanning ligt, in. Parallel met de secundaire van den transformator is een condensator van enkele 1000 cm. geschakeld, ten einde een weg aan den hoogfrequentiestroom te bieden.

Uit een uitgezette kromme zou men zien, dat bij een juiste grootte van de roosterspanning op het oogenblik dat zij hare positieve amplitude bereikt, de anodestroom aan zijn verzadigingswaarde komt. Zou op dit moment, een van den spreektransformator afkomstige laagfrequentiespanning, met de roosterhoogfrequentiespanning in serie liggen, dan zou blijkbaar niet de ver-

zadigingswaarde van de roosterspanning en dientengevolge ook niet de verzadigingswaarde van den anodestroom bereikt kunnen worden.

De energie in trillingskring II, welke immers gelijk aan het product van $V_{a\,\infty}$ en $I_{a\,\infty}$ is, zou daarom geringer worden. De H F stroom $I_a$ werd kleiner en dientengevolge zou wederom een verdere vermindering van $V_{a\,\infty}$ en $V_{g\,\infty}$ optreden. Deze zou een verdere vermindering van de trillingsenergie in kring II veroorzaken, welke zóó ver ging, totdat wederom een evenwichtstoestand bereikt is.

Door een zeer eenvoudige meting zou men den antennestroom, als functie van de aangelegde negatieve roosterspanning, kunnen opnemen en men zou dan waarnemen, dat de antennestroom zeer snelle veranderingen ondergaat.



figuur 8

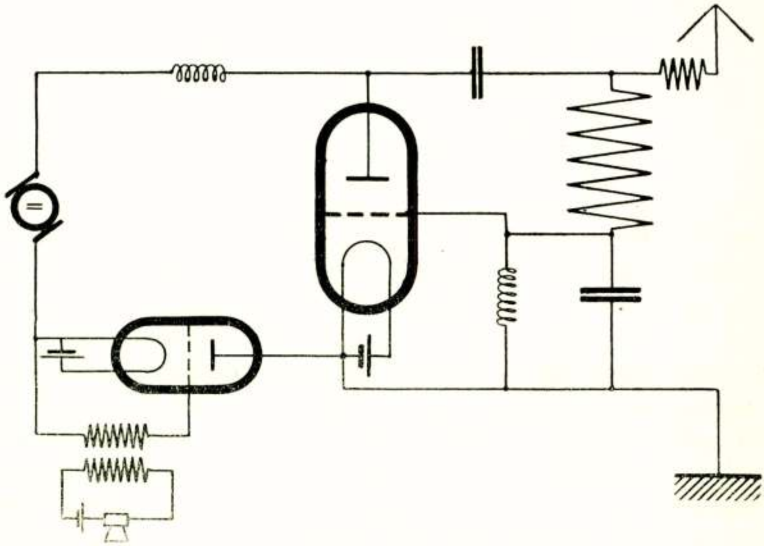
Een goede instelling voor telefonie verkrijgt men, indien men begint met het rooster te los te koppelen, waarbij dan in rusttoestand de antennestroom ongeveer $^2/_3$ van zijn maximumwaarde bedraagt. Door de inwerking der toe te voegen positieve of negatieve momentwaarden van de spreekspanning kan zich, vanzelf sprekend, de antennestroom van *o* tot zijn maximumwaarde veranderen.

Op dezelfde wijze als de beïnvloeding van de roosterspanning, ter verkrijging van spraakmodulatie, verkregen werd, laat zich ook een beïnvloeding van de anodewisselspanning, hoewel niet met het zelfde gunstige resultaat, bewerkstelligen.

Zoowel het microphonisch beïnvloeden der triode-koppeling-middelen als het microphonisch beïnvloeden van de antenne, stelt tamelijk groote eischen aan de triode. In beide gevallen wordt verlangd dat het genereeren, ondanks de dus somtijds ongunstige koppelingstoestanden tusschen den trillingskring en triode, niet ophoudt. Aan dezen eisch wordt n.l. door grootere trioden, bij welke men ter verkrijging van een hoog nuttig effect gedwongen is met bijzonder kleine doorlaat („durchgriff") te werken, niet voldaan. Men was daarom gedwongen naar een andere beïnvloedingsmethode te zoeken, waarbij de koppelingsverhoudingen van de triode, minder of in het geheel niet, beïnvloed worden. Van den anderen kant scheen echter de beïnvloeding van het rooster een ideale oplossing van het probleem, omdat het daarmede mogelijk was met behulp van geringe microphoon-energie, groote antenne-energiën te regelen.

## 9. Voedingskring-beïnvloeding

Daar gezien de beschouwingen, aan de hand waarvan het ontstaan van trillingen beschreven werd, een triode een weerstand



figuur 9

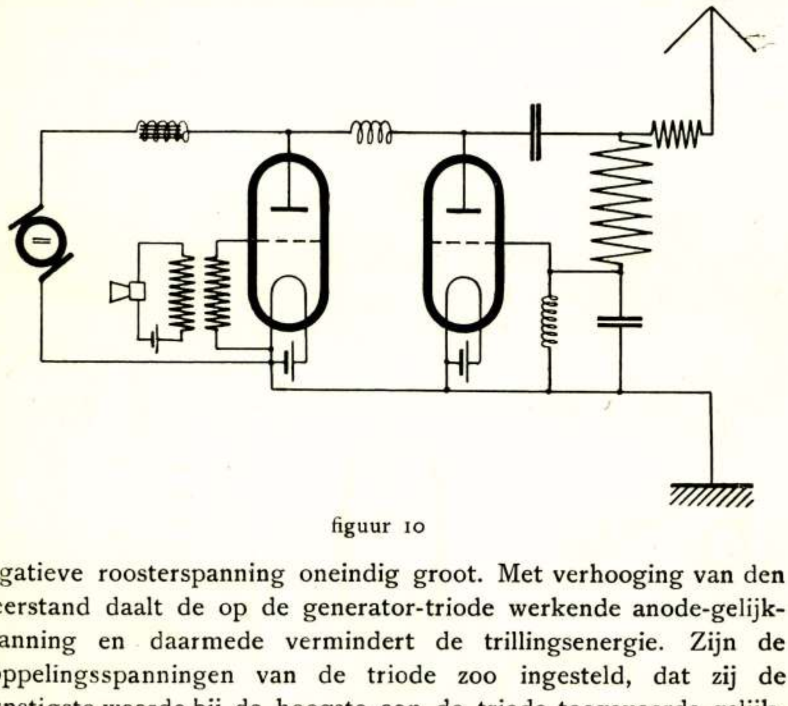
voorstelt, welks grootte, afhankelijk van de aangelegde roosterspanning, binnen ruime grenzen gewijzigd kan worden, kwam men tot de schakeling van fig. 9. Hierbij is een tweede triode

als voorschakelweerstand, waarmede de aan de triode toegevoerde gelijkstroom-energie geregeld kan worden, in den triode-voedingskring geplaatst.

Legt men aan het rooster van deze z.g. modulatie-triode een spanning aan, welke gelijk aan de verzadigingsspanning is, dan is de weerstand tusschen anode en kathode gelijk aan het mogelijke minimum.

Met het dan nog ontstaande spanningsverlies moet de spanning van de stroombron natuurlijk verhoogd worden.

Vermindert men de roosterspanning, dan wordt de weerstand van de modulatietriode grooter en wordt ten slotte bij een



figuur 10

negatieve roosterspanning oneindig groot. Met verhooging van den weerstand daalt de op de generator-triode werkende anode-gelijkspanning en daarmede vermindert de trillingsenergie. Zijn de koppelingsspanningen van de triode zoo ingesteld, dat zij de gunstigste waarde bij de hoogste aan de triode toegevoerde gelijkspanning juist bereiken, dan zal bij vermindering van de toegevoerde spanning, de antenne-energie wederom dalen en wel meer dan evenredig met de weerstandsveranderingen van de voorgeschakelde triode. Evenwel kan men een te vroeg „afslaan" somtijds, door een te sterke koppeling, vermijden. Om nu te voorkomen, dat, indien de weerstand van de modulatie triode oneindig groot wordt (n.l. indien de negatieve spreekspanning voorhanden is), de triode ophoudt te genereeren, plaatst men parallel et de modulatie triode, een weerstand, welke juist zooveel stroom door-

laat, als tot het instandhouden van het genereeren noodzakelijk is.

De modulatie-triode moet zóó groot zijn, dat haar verzadigingsstroom gelijk is aan het gemiddelde van den door de generatortriode verbruikten, anode-gelijkstroom. Bij deze schakeling is het natuurlijk ook geheel onverschillig, op welke wijze de triode met den trillingskring gekoppeld is; of dit capacitief of inductief geschiedt en of een directe- of tusschenkring-koppeling met de antenne gebruikt wordt.

Een schakeling, waarbij ook de anode-gelijkstroom-energie geregeld wordt, is door Krafft—Kolpitz uitgedacht. Deze wordt door figuur 10 weergegeven. Zij onderscheidt zich van de vorige daardoor, dat daarin de modulatie-triode niet in serie, maar parallel met de stroombron geschakeld is.

Daar de weerstand van de modulatie-triode betrekkelijk groot is, gaat in rusttoestand door de generatortriode de maximumstroom.

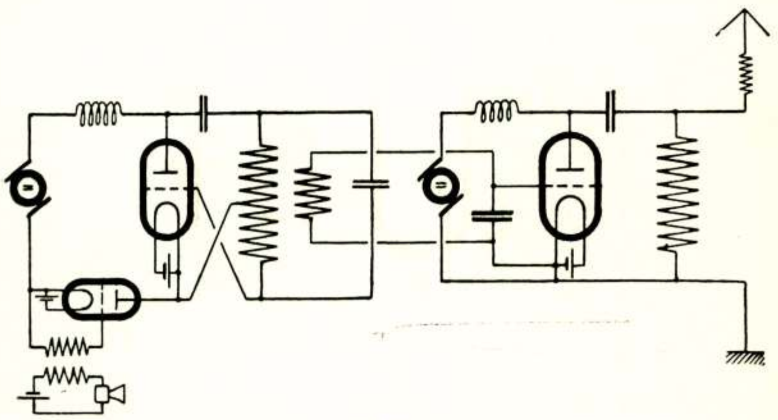


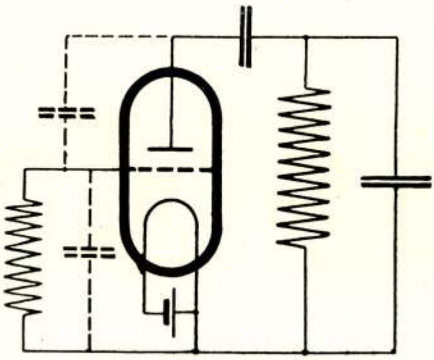
fig. 11

Door het optreden van de positieve spreekpotentiaal, aan het rooster van de modulatie-triode, wordt de weerstand daarvan verkleind en ingevolge de wet van stroomverdeeling, vloeit een deel van den ter beschikking zijnden stroom, welke door de voorgeschakelde smoorspoel op een middelwaarde gehouden wordt, door de parallel geschakelde triode en wordt op die wijze aan de generatortriode onttrokken. Dit heeft echter, voor practische doeleinden, n.l. bij kruis-spreekschakelingen, zijn nadeelen, daar dan in die oogenblikken dat niet gesproken wordt, de eigen zender nutteloos zijn maximum of bijna maximum energie uitzendt. De in de vorige figuur 9, getoonde schakeling, is geschikt voor zend-energiën tot ongeveer 1 K.W. Bij grootere zenders wordt het nood-

zakelijk te groote modulatie-trioden te gebruiken, of te veel kleinere trioden parallel te schakelen. Deze inrichting zou te gecompliceerd en te duur worden.

### a. Telefonie met gedwongen trillingen

Men is dientengevolge overgegaan tot een schakelwijze, welke in fig. 11 weergegeven is. Daarin dient de eigenlijke zender slechts als hoofdfrequent-versterker, waarvan aan het rooster reeds een zich in spraakrythmus veranderde hoogfrequente spanning toegevoerd wordt. Hierbij dient natuurlijk weer zorg gedragen te worden, dat de maximale roosterspanning gelijk aan de verzadigingsspanning is. Deze hoogfrequente, zich in spraakrythmus wijzigende roosterspanning wordt door middel van een hulpzender, ook genoemd regelingszender (welke als tusschenkringzender gedacht is), opgewekt.



figuur 12

De trioden zijn verbonden met een gesloten kring, waarmede een andere kring los gekoppeld is. Van dezen wordt de hoogfrequentspanning als roosterspanning voor den eigenlijken generator gebruikt. De kring waarvan de roosterspanning afgenomen wordt, moet echter op een hoogere dan de generatorfrequentie afgestemd zijn en de hoogfrequentiespanning moet daaraan aperiodisch opgedrongen worden.

Om de reden daarvoor te leeren kennen is het noodig, nog eens op een bijzonderen vorm van eigen roosterterugkoppeling terug te komen. Aangetoond werd, dat een systeem tot genereeren in staat is, indien de op het rooster geïnduceerde spanning ten opzichte van de anodespanning 180° in phase verschoven is. Bedenkt men nu, dat tusschen rooster en anode in de triode een capaciteit ligt, dan zou een ten opzichte van de anodespanning 180° verschoven roosterspanning kunnen optreden, wanneer tusschen rooster en

kathode een wisselstroomweerstand voorhanden is, welke, indien een schakeling volgens fig. 12 gebruikt zou worden, door de zelfinductie gevormd wordt. Dan zou de anodewisselspanning in twee tegengestelde componenten uiteenvallen en de op het rooster werkende component zou aan de anodespanning tegengericht zijn. Schakelde men nu tusschen rooster en kathode een kring, waarvan de eigen golf een weinig kleiner zou zijn dan de antennegolf, dan zou deze kring met betrekking tot $V_{a \sim}$, een zelfinductie vormen en de voorwaarden tot eigen genereeren waren dan vervuld.

De schijnbare weerstand van zulk een kring volgt uit

$$R' = \frac{R_1 \,.\, R_2}{R_1 + R_2}$$

waarin $R_1$ en $R_2$ de schijnbare weerstanden van den inductieven en capacitieven tak voorstellen. $R_1$ zou dan zijn

$$= \omega L \text{ en } R_2 = - \frac{1}{\omega C}$$

waarbij de capaciteit als een negatieve weerstand opgevat is.

Dan wordt

$$R' = \frac{\omega L \left(- \frac{1}{\omega C}\right)}{\omega L + \left(- \frac{1}{\omega C}\right)} = \frac{\omega L \,.\, \frac{1}{\omega C}}{- \omega L + \frac{1}{\omega C}} = R' = \frac{\omega L}{1 - \omega^2 L C.}$$

Bij afstemming is

$$\omega^2 L C = 1$$

en dientengevolge zou de noemer $= 0$ en de schijnbare weerstand $= \infty$ worden. Hierbij is de Ohmsche hoogfrequentie-weerstand verwaarloosd. Wordt echter $\omega^2 L C$ kleiner dan $1$, dan volgt daaruit, dat daar de gevonden waarde een positieve is, $R'$ een zelfinductie vormt. Wordt $L C$ grooter dan $1$, dan wordt $R'$ negatief, d. w. z. een capacitieve weerstand. Zou nu de afstemming van dien kring, waarvan de voor de generatortriode benoodigde roosterspanning afgenomen wordt, gelijk aan de afstemming van den antennekring zijn, dan zou bij een zeer geringe verandering van de antennegolf of bij een zeer kleine verstemming van den roosterkring het systeem neiging hebben uit zichzelf te genereeren en dientengevolge niet meer regelmatig, de van den hulpzender uitgaande regeling van den antennestroom, volgen. Stemt men echter den roosterkring op een grootere dan de antennegolf af, dan moet dezen altijd, met betrekking tot de zelf-terugkoppeling, een capaciteit vormen en de aan deze door de zelf-terugkoppeling ontstaande spanning zou met $V_{a \sim}$ in phase zijn en kan dientengevolge niet de oorzaak tot zelfgenereeren van den hoofdzender worden.

## IV. De noodzakelijke door het spreken gemoduleerde energie.

Teneinde bij „roosterspreken" volgens fig. 8, alsook bij spreken door middel van een modulatie-triode volgens fig. 9, 11, een totaalregeling van den zender te bereiken, is het noodzakelijk de daartoe vereischte energie te weten en te benutten. De eenvoudigste en zekerste weg om deze energie vast te stellen, is een proefmeting, welke op de volgende wijze uit te voeren en voor de methode waarbij een modulatie-triode gebruikt wordt, duidelijk zal gemaakt worden.

### a. Bepaling van de benoodigde energie.

Legt men tusschen rooster en kathode van een modulatie-triode een wisselspanning aan, dan is de door den weg rooster-kathode gevormde weerstand een Ohmsche. Verhoogt men deze wisselspanning juist zooveel, dat de zender volledig gereguleerd wordt, d.w.z. dat de anodestroom in rythmus met de aan het rooster van de modulatie-triode gelegde wisselspanning van o tot aan zijn maximum waarde verandert, dan heeft men op dat oogenblik aan het rooster juist de benoodigde en alsnu te bepalen energie toegevoerd.

Met behulp van een oscillograaf, laat zich deze toestand volkomen duidelijk aantoonen. De hierbij aan het rooster van de modulatie-triode toegevoerde wisselstroom-energie heeft een zeer vervormde stroom-sinuskromme. De directe meting van deze energie geeft, daar in het bijzonder de stroomsterkten zeer gering zijn, groote moeielijkheden.

Gebruikt men echter een wisselstroombron, welke, in serie met een grooten weerstand geplaatst, op het rooster inwerkt, dan ontstaat aan het rooster een binnen wijde grenzen variabele spanning. Deze spanning kan bij een op juiste wijze gereguleerden zender met een Voltmeter gemeten worden.

Vervangt men nu den door den weg rooster-kathode gevormden weerstand, door een anderen zuiver Ohmschen weerstand en verandert men dezen laatsten zóóveel, totdat aan de klemmen daarvan de zelfde spanning als vroeger bij de triode heerscht, dan kan men aannemen dat de grootte van de verbruikte energie approximatief gelijk is aan de tusschen rooster en kathode, ter regeling van de modulatie-triode toegevoerde energie, en wel

$$N = \frac{E^2}{R}$$

Door deze metingen is dus eenerzijds de benoodigde roosterwisselspanning, anderzijds de benoodigde roosterenergie bepaald.

b. Bepaling der voorhanden microphoon-energie.

Op dezelfde wijze laat zich de door een microphoon afgegeven wisselstroom-energie vaststellen. Schakelt men een microphoon, in serie met een wisselstroombron, in de primaire van een transformator met een onbepaalde transformatie-verhouding en aan de secundaire daarvan een variabelen weerstand, dan kan men door spanningsmeting aan de klemmen van den weerstand de afgegeven microphoonenergie $= N = \frac{E^2}{R}$ bepalen. Deze bereikt haar hoogste waarde, indien den door den transformator overgebrachten wisselstroomweerstand gelijk aan den eigen weerstand van de microphoon is.

Is dus de door de microphoon afgegeven wisselstroomenergie (hierbij rekening houdende met de transformatorverliezen) en de daarbij ontwikkelde wisselstroomspanning bekend, dan zijn de verhoudingen gemakkelijk zoo te kiezen, dat van het rooster der modulatie-triode een dusdanige wisselspanning en energie toegevoerd wordt, als tot het reguleeren van den zender noodig is. Hierbij geldt echter de bepaling, dat de microphoon natuurlijk instaat is de te verbruiken energie af te geven.

Een microphoon, zooals in de gewone draadtelefonie gebruikt wordt, geeft volgens de beschreven meetmethode ongeveer 0.15 Watt maximaal.

Ter reguleering van een 10 Watt triode is ongeveer een energie noodig van 0.1 Watt, zoodat een microphoon, rekening houdende met de transformatorverliezen, daarvoor juist toereikend is. Voor de regeling van een 500 Watt triode echter is een energie van ongeveer 8—10 Watt noodig en het is dientengevolge noodzakelijk, de microphoon-energie tot dit bedrag te vergrooten.

c. Inrichting voor het versterken der spraakenergie.

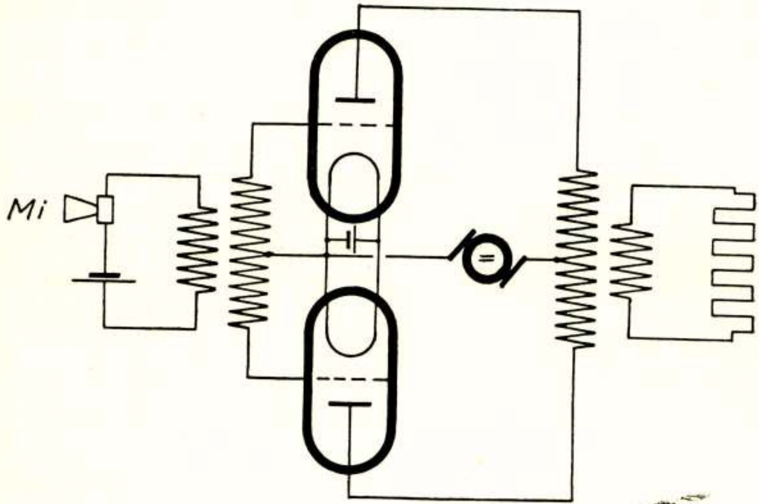
Dit geschiedt met behulp van een laagfrequent versterker, welke voor dit doel volgens fig. 13 ingeschakeld wordt.

De gebruikte trioden zijn normale 10 Watt-trioden, welke symetrisch parallel ten opzichte van elkaar geschakeld zijn. De schakeling heeft tegenover de eenvoudige versterker-schakelingen het voordeel, dat de anode-gelijkstroomen in den transformator elkaar opheffen en zoodoende een voormagnetisatie vermeden wordt. Van de wisselspanningen verkrijgen we echter de som. De micro-

phoon beïnvloedt beide trioden, zonder echter, daar de hiervoor noodige energie grooter dan de door de microphoon te leveren is, in staat te zijn ze beide volkomen te regelen. De beide trioden zouden immers, bij goed gereguleerden toestand, in staat zijn 20 Watt af te geven, terwijl nu slechts 8 Watt verbruikt kunnen worden.

Evenals de afgestemde kring van fig. *8a* voor wisselstroom een Ohmschen weerstand vormt, welke voor gelijkstroom echter een betrekkelijk kleine waarde heeft, zoo vormt ook de met een zuiver Ohmschen weerstand belaste anode transformator zulk een weerstand.

De berekening voor dezen transformator moet met eenige zorgvuldigheid geschieden.



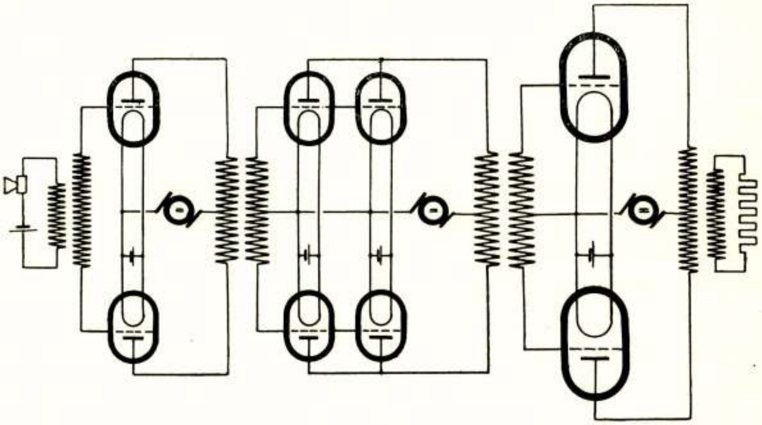

figuur 13

De aan zijn primaire-klemmen ontstaande $V_{a\sim}$ moet een zoodanige waarde bereiken, als voor de energie-ontwikkeling door de triode het gunstigst is. Met bijzondere zorg moet zoowel de berekening van deze als ook van de microphoon-transformatoren geschieden, opdat èn de benoodigde magnetisatiestroom èn de van de ijzerverliezen afhankelijke stroomverliezen gering blijven.

Op dezen grond en ook omdat de spreekfrequenties steeds op een gemiddelde hoogte van 2000 liggen, moeten de inducties in het ijzer zeer laag gehouden worden en wel in de grootte-orde van $\beta = 200$ tot 1000. Versterkingssystemen van dit soort hebben bij passenden bouw van den transformator, d. w. z. der koppelings-verhoudingen van de triode, de aangename eigenschap, de aan het rooster toegevoerde energie, inderdaad volkomen in hetzelfde karakter te ver-

sterken, hetgeen door middel van een oscillograaf gemakkelijk vastgesteld kan worden. Voert men namelijk de versterkte roosterspanning door de eene snaar van een van twee snaren voorziene oscillograaf en de versterkte energie door de tweede snaar, dan bemerkt men, dat de beide oscillogrammen inderdaad bijna geheel overeenstemmen.

Van belang bij deze systemen is verder het versterkingscijfer, met betrekking tot kleine en grootere energieën welke het rooster toegevoerd worden. Bij passende keuze van de anode-koppeling laat zich bereiken, dat het versterkingscijfer voor kleine en groote energieën hetzelfde blijft. Op gronden, waarop later wordt teruggekomen, kan het evenwel van belang zijn, dat de kleine roosterenergieën meer versterkt worden dan de grootere. Door te sterke



figuur 14

koppeling van de trioden, d. w. z. door vergrooting van den door den anode-transformator op den triodekring overgebrachten weerstand, verkrijgt men voor kleine rooster-energieën een grooter versterkingscijfer dan voor groote energieën.

Ten behoeve van de telefonie met een grooten machinezender, werd een regelingsenergie van 1, bij een bijzonder geval zelfs van 3 K.W., gebruikt. De gebruikte schakeling wordt door fig. 14 voorgesteld. De beschikbare microphoonenergie van ongeveer 0.1 watt, werd aan de roosters van twee 10 Watt-trioden toegevoerd, de anode-energie daarvan werd vervolgens aan de roosters van vier 10 Watt-trioden en de anode-energie van deze laatsten aan de roosters van twee 1.5 K.W.-trioden toegevoerd. Niettegenstaande de versterking van 1 tot 20.000 bleef het karakter van de spraak onveranderd en deze werd zoo weinig vervormd, dat men

bij het afluisteren door middel van een parallel met een kleine, in den 3 K.W.-kring liggende weerstand geschakelde telefoon, den spreker nog duidelijk aan de stem herkennen kon. Met behulp van de op deze wijze ter beschikking staande versterkte microphoon-energie is het nu mogelijk b.v. een machinezender van 400 K.W. te regelen.

## V. Zuiverheid van de Spraak

De zuiverheid der spraak zal des te beter zijn, naarmate de bij de spraak voorhanden zijnde hoogfrequente boventonen, behouden blijven. De gebruikte hulpmiddelen, in het bijzonder de ijzertransformatoren, hebben de (natuurlijke) eigenschap hoogere frequenties minder te versterken dan lagere, omreden bij de eerste de optredende verliezen grooter zijn. Om dit te compenseeren, is het mogelijk op iedere daarvoor geschikte plaats in de wisselstroomleiding, condensatoren te schakelen, waarin, bij de lage frequenties, naar verhouding grootere spanningsverliezen optreden dan voor de hoogere frequenties het geval is.

Hierdoor is een middel gegeven, om den spreektoon te wijzigen. Door inschakeling van zelfinducties maakt men den spreektoon lager, door inschakeling van condensatoren hooger. Een verder reeds genoemd middel tot spreektoonwijziging, hoewel in een anderen zin, bestaat daarin, dat men het systeem zoo schakelt, dat het versterkingscijfer voor kleine geluidsterkten hooger wordt, dan voor grootere geluidsterkten. Hiermede kon men zelfs tot op een zekere hoogte slechte spraak verbeteren. Indien ook daarbij een vervorming van de spraak optreedt, dan is deze een tot op een betrekkelijk hoogen graad nuttige. De spraak wordt n.l. door het domineeren van de kleinere geluidsterkten ten opzichte van de grooteren, duidelijker en beter verstaanbaar. Natuurlijk mag dit niet overdreven worden.

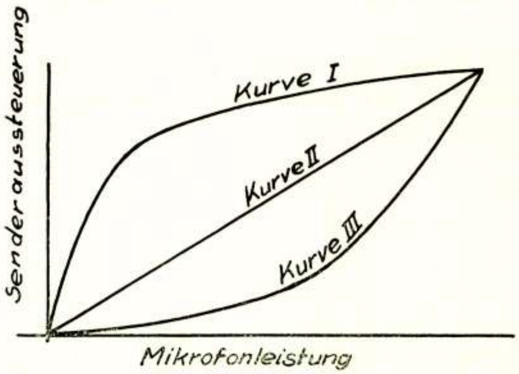
## VI. Energie-regeling door het spreken. (Sprachaussteuerung)

Juist de laatste beschouwing speelt, in verband met de reikwijdte van een zender, een belangrijke rol. De ontvangstgeluidsterkte van een zender is evenredig met de verandering van de antenne-energie. Zou men bv. aan de microphoon van den zender een sinusvormigen toon 1000 opdringen, met zulk een intensiteit dat de zender van 0 tot zijn maximumwaarde gereguleerd werd, dan zal de ontvangst-

geluidsterkte evenredig met de verandering van de antenne-energie zijn. Zou de zender evenwel niet geheel, doch slechts vanaf de waarde $I_1$ tot de waarde $I_2$ geregeld zijn, dan werd de ontvangstgeluidsterkte evenredig

$$I_2^2 - I_1^2$$

Men bemerkt overigens hieruit, dat men geheel verschillende ontvangst-energieën verkrijgt, indien men een zender van 9—10 amp. of een van 1—2 amp. regelt. In het eerste geval zou de ontvangstgeluidsterkte $10^2 - 9^2 = 19$. in het tweede geval $2^2 - 1^2 = 3$ zijn.




figuur 15

Werd dus een zender vanaf 0 tot zijn maximale waarde geregeld, dan zou deze, wanneer men aanneemt dat ook de ontvangantenne van 0 tot maximum opgeslingerd wordt, bij een toonhoogte 1000 een zelfde reikwijdte hebben als een normale toonzender bij dezelfde toonhoogte. Deze regeling van den zender, vanaf 0 tot maximum, wordt echter slechts bij de grootste geluidsterkten bereikt, terwijl men bij de middelmatige geluidsterkten wellicht slechts een gemiddelde regeling van 50 % van de maximumenergie verkrijgt. Op grond van deze beschouwing is het duidelijk, dat de reikwijdte van een zender beduidend wordt vergroot, indien de antennestroomen zich bij kleine regelingsenergieën, dus bij kleine en middelmatige spreekgeluidsterkten, beduidend sterker dan bij de grootste regelingsenergieën wijzigen.

Fig. 15 verduidelijkt deze verhoudingen.

Als functie van de microphoon-energie is de zender-regeling voorgesteld. Hieruit is te zien dat het veel gunstiger is, als de antennestroom zich volgens kromme I wijzigt dan dat deze volgens kromme II of volgens kromme III zou veranderen, terwijl toch bij alle drie krommen de maximale antennestroom-verandering bij de grootste regelingsenergie natuurlijk dezelfde is.

Om te weten, hoe bij een uitgevoerden zender de verhoudingen liggen, is het eenvoudig vóór de microphoon een telefoon te schakelen, welke onafhankelijk van de deze toegevoerde wisselspanning een meer of minder luiden toon van dezelfde frequentie geeft. Men kan dan in afhankelijkheid van de aangelegde telefoonspanning, welke een maat voor de geluidsterkte van den toon voorstelt, de amplitude van de door den zender ontwikkelde toonfrequentie, b.v. met behulp van een oscillograaf, bepalen.

a) Meetinrichting voor de regeling door de spraak.

Ter vervanging van de oscillograaf laat zich een meetinrichting gebruiken, waarmede het mogelijk is de regeling van den zender in procenten direct af te lezen. Zij is in fig. 16 schematisch voor-

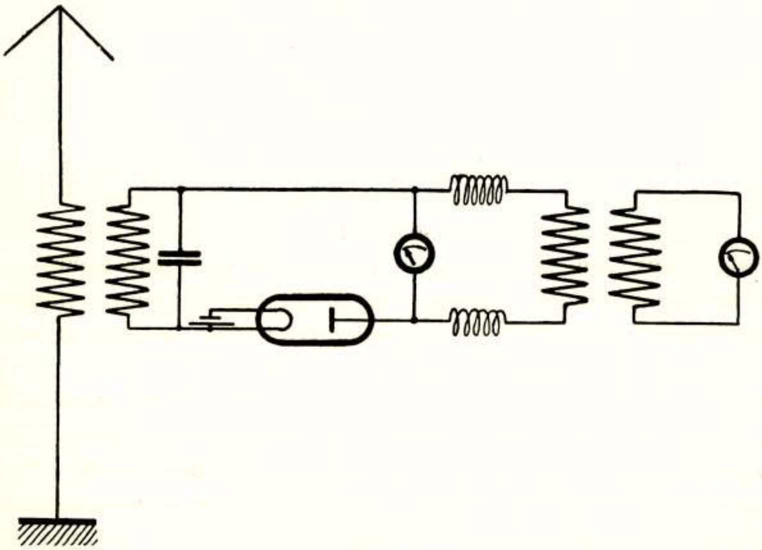


fig. 16

gesteld. Koppelt men aan de antenne een kring, dan ontstaat daarin een hoogfrequentiespanning, welker amplitude, bij het spreken in de zender-microphoon in spraakrythmus of bij het opleggen van een sinusvormigen toon, sinusvormig verandert. Richt men de hoogfrequentietrilling met behulp van een gelijk richter gelijk, dan kan men eenerzijds den gemiddelden gelijkstroom (rekenkundig gemiddelde) in een draaispoelinstrument aflezen en anderzijds den effectieven laagfrequenten gesuperponeerden wisselstroom via een transformator op een hittedraadinstrument meten.

IJkt men het systeem met behulp van een oscillograaf zoo, dat wanneer de momenteele waarden van den gelijkstroom tusschen *o* en een maximumwaarde veranderen, dus dat de maximale waarde gelijk aan ongeveer het dubbele van de middelwaarde is, het gelijk- en het wisselstroominstrument 100 $^0$ aanwijzen, dan beteekent dit, dat de zender tot op 100 $^0/_0$ gereguleerd is.

Daalt daarentegen de wisselstroomamplitude en koppelt men het systeem met de antenne zoo vast, dat het gelijkstroom-instrument wederom 100 $^0$ aanwijst, dan zal het wisselstroominstrument nu dienovereenkomstig minder dan 100$^0$ aanwijzen, b.v. slechts 50 $^0$. Dit zou dan bij een juiste schaalverdeeling beteekenen, dat de zender slechts tot 50 $^0/_0$ gereguleerd is, natuurlijk met inachtneming van den door de antenne-amperemeter aangewezen stroom. Een getallen-voorbeeld zal het medegedeelde verduidelijken.

Is de maximumstroom, welken een zender instaat is te ontwikkelen, b.v. 10 amp, dan zou bij sinusvormige verandering van de amplitude van de hoogfrequentiegolf tusschen 0 en 10 amp, het antenne instrument 7 amp moeten aanwijzen.

Leest men in de regelings-meetinrichting nu een regeling van 100 $^0/_0$ af, dan heeft men inderdaad een totaal reguleering van 100 $^0/_0$ van den zender. Zou daarentegen de Ampère-meter slechts 5 amp aanwijzen en de regelings-meetinrichting weer een regeling tot 100 $^0/_0$, dan zou de maximum antennestroom slechts 7 amp bedragen en de totaal regeling ware slechts 70 $^0/_0$. Bij kleinere aanwijzigingen van de regeling-meetinrichting moet overeenkomstig omgerekend worden.

Met behulp van deze inrichting kan men zonder het gebruik van een oscillograaf, niet alleen de regeling bij de grootste geluidsterkten bepalen, doch ook de regeling in afhankelijkheid van de geluidsterkten 0 tot maximum en bovendien kan men een kromme als fig. 15 uitzetten, waaruit men ongeveer de verhoudingen tusschen de te bereiken Telefonie-reikwijdte en toon-reikwijdte aflezen kan.

### b) Beschouwingen over de reikwijdte en de ontvangstverhoudingen

Juiste proefresultaten over de verhouding van de reikwijdten bij telefonie-zenden ten opzichte van het toonzenden en verder ten opzichte van ongedempt zenden zijn nog niet bekend. De proefnemingen zijn lastig te verrichten, daar het — afgezien van de toelaatbaarheid van de te gebruiken versterkingsmiddelen, — ook

nog daar op aan komt, welke eischen men aan de geluidsterkte bij telefonie, tegenover die bij telegrafie ontvangst, redelijkerwijs stellen moet. Ook een vergelijkingsmeting volgens de bekende parallel-ohm-methode zou om principieele redenen onuitvoerbaar zijn. In het bijzonder zou bij een vergelijking tegenover de ontvangst van ongedempte golven, in aanmerking genomen moeten worden, dat door het gebruik van een „Ueberlagerer", reeds versterkingen optreden, welke met betrekking tot kleine en groote ontvangst-energieën verschillende versterkingsgetallen moeten toegewezen worden.

## VII. Kruisspreken

De vroeger gebruikte systemen voor draadlooze telefonie, veroorloofden slechts, dat door een station òf gesproken òf ontvangen

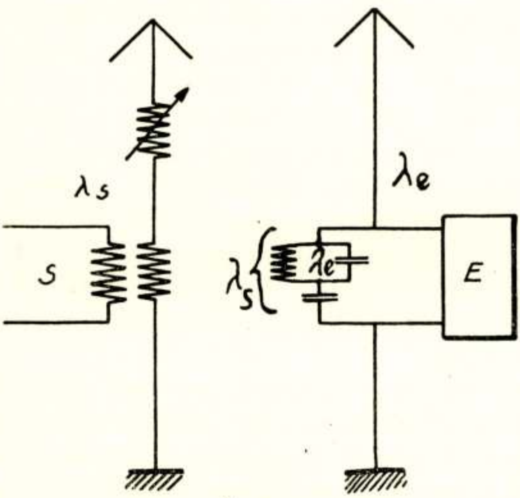



fig. 17 a

werd, d.w.z. men kon, zonder een omschakeling gedurende het spreken, niet gehoord worden en omgekeerd. Een kruisspreken, op die wijze, dat men het sprekende station door het andere station zou kunnen onderbreken, zooals bij gewone draadtelefonie het geval is, was niet mogelijk. Er is nu een reeks van schakelingen bekend geworden, waarbij het zoogenaamde kruisspreekverkeer — op dezelfde wijze als bij draadtelefonie — uitvoerbaar is.

Zulk een schakeling, waarbij op ieder station een antenne voor het spreken en een tweede antenne voor de ontvangst voorhanden is, is in fig. 17 afgebeeld. Niettegenstaande de spreekgolf een andere is dan de ontvangstgolf, wordt toch door den eigen zender,

op de ontvangtoestellen, via de ontvangstantenne, aperiodisch een buitengewoon storende invloed uitgeoefend. De aan de eigen ontvangst-antenne opgedrukte energie van den eigen zender, is gewoonlijk eenige honderdduizende malen grooter dan de aankomende ontvangst-energie van het tegenstation en op dezen grond is de invloed op het ontvangsttoestel, ondanks het feit dat deze niet op de eigen zendgolf afgestemd is, ontoelaatbaar groot. Deze toestand kan verbeterd worden door doelmatige plaatsing van de beide antennes. Dit kan b.v. daarin bestaan dat de antennes een hoek van 90° vormen, en wel, op die wijze dat de zendantenne naar het midden van de ontvangst-antenne gericht is. In fig. 17a is een beschermingsschakeling voor den ontvanger afgebeeld. Deze bestaat daarin, dat parallel met den ontvanger een kring geschakeld is, welke op de ontvangstgolf afgestemd is.

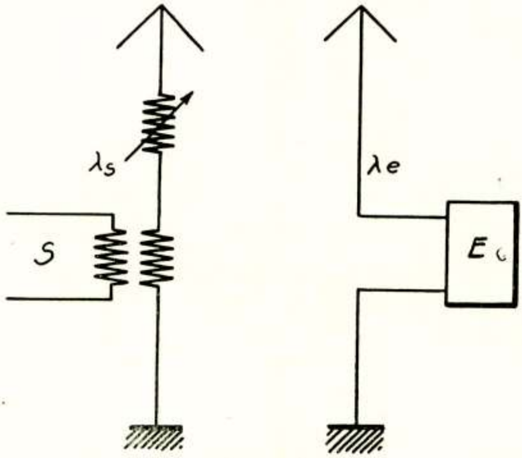



fig. 17 b

Deze kring vormt voor de ontvangstgolf een praktisch zeer grooten weerstand, zoodat de ontvangstgolf niet daarover, doch over het ontvangtoestel een weg nemen moet. In serie met dezen kring ligt nog een zelfinductie of een capaciteit, naarmate respectievelijk de ontvangstgolf kleiner of grooter dan de golf van den eigen zender is. De kring vormt dan namelijk voor de eigen zendgolf een zelfinductie of een capaciteit en vormt voor de golf, wanneer met den kring een zelfinductie of capaciteit in serie geschakeld is, een kortsluiting. Men bereikt daarmede dus, dat de aan de antenne opgedrukte, van den eigen zender afkomstige stroom niet over den ontvanger, doch via den parallel-tak naar de aarde afvloeit.

Met behulp van den beschreven blokkeerings-kortsluitkring, laat

zich het spreken en ontvangen met eenzelfde antenne uitvoeren, hoewel voorloopig slechts met geringe zend-energieën. De hierbij te gebruiken schakeling is in Fig. 18 afgebeeld. Aan den, met de ontvangsttoestellen parallel geschakelden, beschermingskring is de antenne aangesloten en in overeenstemming met het hiervoor behandelde, verloopt de zendgolf wederom over den beschermingskring, de ontvangstgolf daarentegen over de ontvangtoestellen.

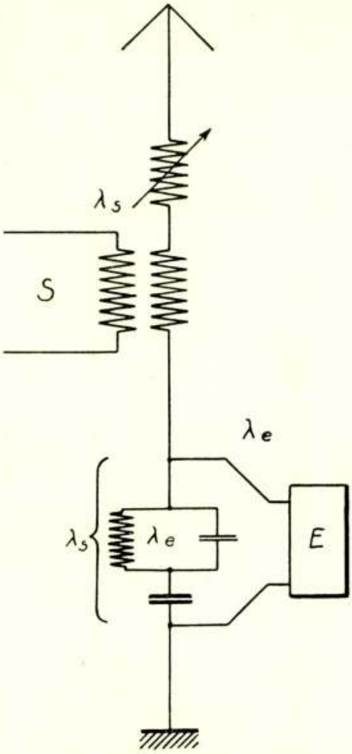


fig. 18

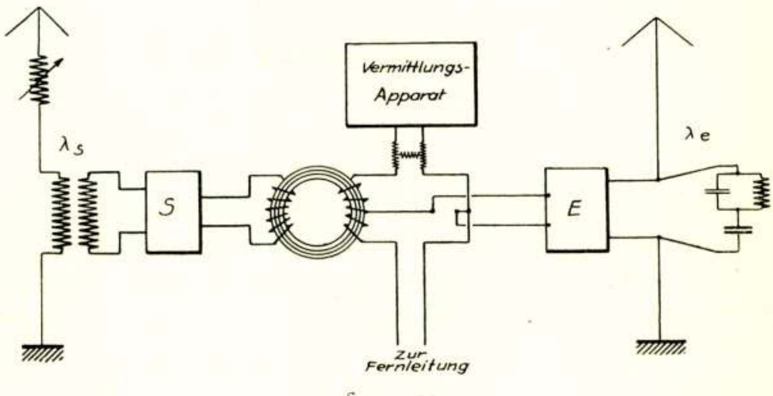
## VIII. Overbrenging op draadgeleidingen.

Nadat het vraagstuk omtrent het kruisspreken opgelost was, kwam spoedig de vraag, of het niet mogelijk zou zijn van een of ander aan het telefoonnet aangesloten telefoontoestel uit, een draadloos station te bedienen. Het gestelde probleem was dus met andere woorden, dat het bv. mogelijk zou zijn vanaf een gewoon op de tafel staande telefoontoestel, via een draadloos verbindingsstation, met een zich op zee bevindend schip of zich in de lucht bevindende vliegmachine te spreken.

Een hiervoor geschikte verbindingsschakeling toont fig. 19. De

moeilijkheid bestaat daarin, dat de voor de bediening van het draadlooze station benoodigde vier leidingen, nl. twee spreek- en twee ontvangstleidingen, tot in het geheel slechts twee geleidingen vereend moeten worden, waarover zoowel het spreken als luisteren moet kunnen geschieden.

Hier is gebruik gemaakt van de gebruikelijke draadtelefonie-overbrengschakelingen. Vanaf den eenen kant van den overbrenger uit wordt de Radio-telefoniezender gedreven, terwijl over den anderen kant van den overbrenger de ontvangststroomen verloopen. Bij deze schakeling zijn maatregelen getroffen, dat met betrekking tot den zendkant van den overbrenger de ontvangststroomen elkander wederzijds opheffen, opdat geen „selbsttönen" van den zender optreedt.




figuur 19

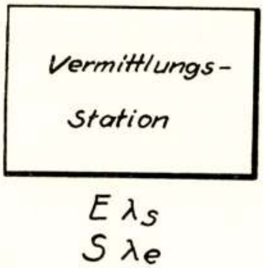
Dit systeem, waarbij overeenkomstig de behandelde schakeling twee antennes noodig zijn, laat zich ook volgens hetzelfde principe voor het gebruik met een gemeenschappelijke spreek- en ontvangst-antenne uitvoeren. Voor de verbinding met de telefooncentrale zijn hierbij, zooals bij de gebruikelijke telefoonaansluitingen, slechts twee draden noodig, waarin spreek- en ontvangststroomen verloopen.

Aan den kant van den overbrenger, welke tegenover de centrale-aansluiting ligt, is een verbindings-telefoontoestel geplaatst, waarmede eenerzijds normaal verkeer met de centrale mogelijk is en waarmede anderzijds, na oproep door de centrale, de verbinding met het draadlooze tegenstation tot stand gebracht wordt. Een eerste voorwaarde tot het goed werken van een draadloos station is, dat de ontvangststroomen niet in 't minst, via den overbrenger, direct den zender beïnvloeden. Om aan dezen eisch te voldoen is het noodzakelijk, dat de centrale-leiding met de daaraan verbonden

toestellen dezelfden Ohmschen en wisselstroomweerstand heeft als het verbindingsapparaat met zijn toevoer-leiding. Om steeds dezen evenwichtstoestand naar believen te kunnen instellen, is daarom in de toevoerleiding naar het verbindingstoestel een zoogenaamde reguleerbare H. weerstand ingeschakeld.

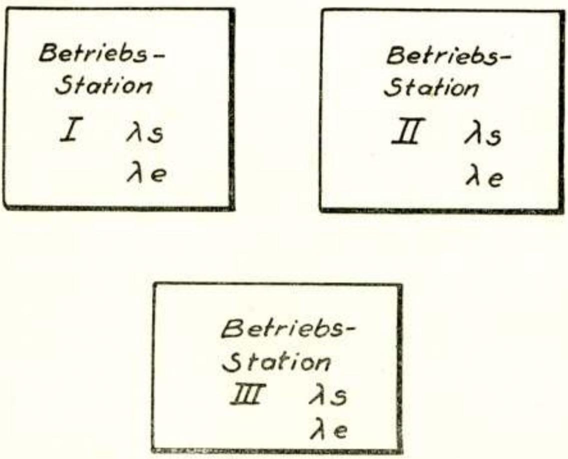
## IX. Telefonie-bemiddelingssystemen.

Moeten twee draadlooze stations met elkaar in verbinding treden, daar is het noodzakelijk, dat een station de zendgolf $\lambda_1$ en de




figuur 20a

ontvangstgolf $\lambda_2$ heeft, terwijl het andere station een zendgolf $\lambda_2$ en een ontvangstgolf $\lambda_1$ hebben moet. Minder eenvoudig is de situatie, als meer dan twee stations met elkaar in verbinding treden moeten, daar ieder station dan minstens twee zend- en twee




figuur 20 b

ontvangstgolven zou moeten hebben. Teneinde de hierdoor onvermijdelijke complicatie der toestellen te ontgaan, kan men gemakkelijk van een bemiddelingsstation, hetwelk niets anders is dan een golf-

transformator, gebruik maken. Dit principe wordt door fig. 20 verduidelijkt. Het bemiddelingsstation bestaat uit een ontvanger, welks ontvangststroomen, nadat deze versterkt zijn, als spreekstroomen voor een bemiddelingszender gebruikt worden. Zendt nu station I met de golflengte $\lambda s$, dan moet de ontvangstgolf van het bemiddelingsstation $= \lambda s$ zijn.

De zendgolf van het bemiddelingsstation is bv. $\lambda e$ en een tweede station heeft een ontvangstgolf $\lambda e$, dan zal, wanneer het station I met $\lambda s$ spreekt, nadat de golftransformatie door middel van het bemiddelingsstation op $\lambda e$ heeft plaats gevonden, het station II of ook station III en IV, zonder meer ontvangen kunnen.

Het antwoorden geschiedt bv. door station II wederom met de zendgolf $\lambda s$, welke door het verbindingsstation op de golf $\lambda e$ getransformeerd wordt en het station I kan met zijn ontvanger, welke op $\lambda e$ afgestemd is, ontvangen. Bij dit bemiddelingssysteem hebben alle stations, welke in onderlinge verbinding moeten treden, slechts één zendgolf en slechts één ontvangstgolf.

## Nederlandsch Radiogenootschap

BESTUUR:

Professor Dr. Jhr. G. J. Elias, *Voorzitter.*
Dr. Balth. van der Pol, *Vice-Voorzitter.*
Ir. P. J. H. A. Nordlohne, *Secretaris.*
A. Dubois, *Penningmeester.*
H. Wesselius, *Redacteur.*

---

LEDEN:

| | | |
|---|---|---|
| Lnt. J. D. Backer | Korte Jansstraat 1bis | Utrecht. |
| H. W. Bakhuis | Hazelaarstraat 3 | 's-Gravenhage |
| Ir. J. J. F. Bartels | Huize „de Bijenstand" | Laren. (N.-H.) |
| Prof. Ir. C. L. v. d. Bilt | Techn. Hoogeschool | Delft. |
| Kapitein G. M. Claus | „Good Luck" | Soesterberg. |
| Ir. G. F. van Dissel | Groothertoginnel. 251 | 's-Gravenhage. |
| A. Dubois | Wichmanlaan 2 | Hilversum. |
| Prof. Dr. Jhr. G. J. Elias | Noordeinde 17 | Delft. |
| Ir. J. J. Enthoven | | |
| Prof. Dr. E. v. Everdingen | Kon. Ned. Met. Inst. | de Bilt. |
| H. E. J. Falconer | Ouden Engweg 24 | Hilversum. |
| Dr. A. D. Fokker | Villa Anita | Arosa (Zwitserland). |
| Dr. Ir. C. J. de Groot | Ing. der Telegrafie | Bandoeng. |
| Prof. Dr. M. de Haas | Voorstraat 94 | Delft. |
| Prof. Dr. W. J. de Haas | Rotterdamscheweg 173 | Delft. |
| Prof. Dr. H. S. Hallo | Rotterdamscheweg 2c | Delft. |
| Dr. G. Holst | Philips Gloeil.fabriek | Eindhoven. |
| J. H. Holtappel | | Curaçao. |
| Dr. M. J. Huizinga | Schotersingel 17 | Haarlem. |
| Ir. L. H. M. Huydts | Kanaalweg 2 | Delft. |
| Prof. Dr. W. H. Julius | Nieuwegracht 201b | Utrecht. |
| Prof. Dr. W. H. Keesom | Willem Barentzstr. 47 | Utrecht. |
| A. Koerts | Eschdoornstraat 123 | 's-Gravenhage. |
| Dr. Ir. N. Koomans | Ant. Duyckstraat 24 | 's-Gravenhage. |
| Ir. R. Koumans | Schiekade 177 | Rotterdam. |
| W. G. Kuyck | Keizersgracht 562 | Amsterdam. |

| | | |
|---|---|---|
| Prof. Dr. H. A. Lorentz | Zijlweg 76 | Haarlem. |
| Dr. Ir. U. Ph. Lely | Agnesstraat 2 | 's-Gravenhage |
| Ir. P. J. H. A. Nordlohne | Willem Barentzstr. 8 | Utrecht. |
| Dr. J. Olie Jr. | Wilhelminapark 47 | Utrecht. |
| Dr. E. Oosterhuis | Villapark 91 | Eindhoven. |
| Prof. Dr. L. S. Ornstein | v. Speykstraat 17 | Utrecht. |
| Dr. Balth. van der Pol | Westerhoutstraat 30 | Haarlem. |
| M. Polak | Schiekade 177a | Rotterdam. |
| Ir. L. v. Romunde | O. Scheveningschew. 54 | 's-Gravenhage. |
| Luit. t. Zee J. C. A. Scholte | Marinewerf | Amsterdam. |
| Prof. Dr. L. H. Siertsema | Noordeinde 20-22 | Delft. |
| H. H. S. à Stéringa Idzerda | Beukstraat 8-10 | 's-Gravenhage. |
| Dr. J. P. van der Stok | Kon. Ned. Met. Inst. | de Bilt. |
| A. W. K. Tamson | Mauritsstraat 111 | Rotterdam. |
| P. C. Tolk | Ned. Seintoest.fabriek | Hilversum. |
| Luit. t. Zee G. J. Verwijnen | Marinewerf | Amsterdam. |
| Ir. E. F. W. Völter | Balistraat 35 | 's-Gravenhage. |
| Ir. A. H. de Voogt | Laan v. N. O. Indië 63 | 's-Gravenhage. |
| Prof. Dr. J. D. v. d. Waals Jr. | W. Parkweg 204 | Amsterdam. |
| L. H. F. Wackers | Direct. Radio Holland | Amsterdam. |
| H. Wesselius | Oude Utrechtschew. 8 | Baarn. |
| Prof. Dr. P. Zeeman | Stadhouderskade 158 | Amsterdam. |

---

## CORRESPONDEERENDE LEDEN:

| | | |
|---|---|---|
| Dr. Graf. v. Arco | Albrechtstrasse 49/50 | Berlin-Tempelhof. |
| Dr. A. Esau | Waterloo-Ufer 17 | Berlin. |
| S. F. Kos | Bella Vista Galleywood | Essex England. |
| Dr. A. Meissner | Matthaïkirchstrasse 11 | Berlin W. 10. |
| Dr. H. Rukop | Friedrichsruherstr. 12 | Berlin-Halensee. |
| W. Schäffer | Grossbeerenstrasse 30 | Berlin. |
| Dr. G. Seibt | Hauptstrasse 11 | Berlin-Schöneberg. |

---

## DONATEURS:

| | |
|---|---|
| Koninklijke Pakketvaart Mij. | Amsterdam. |
| Koninklijke Ned. Stoomboot Mij. | Amsterdam. |
| Nederlandsche Seintoestellenfabriek | Hilversum. |
| Nederlandsche Telegraaf Mij. „Radio Holland" | Amsterdam. |
| Stoomvaart Mij. „Nederland" | Amsterdam. |

---

# Verslag van de verrichtingen enz. in het jaar 1920 van het Nederlandsch Radio-Genootschap, gevestigd te Amsterdam.

Een verslag van het Genootschap over het eerste jaar van haar bestaan voert terug naar de wijze van haar ontstaan.

Het was te Amersfoort in Maart of April dat het den heeren DUBOIS en NORDLOHNE bleek dat zij beiden het plan hadden opgevat pogingen in het werk te stellen om te komen tot het bijeenbrenhen tot een Vereeniging van alle ingenieurs, physici, enz., welke zich in Nederland bezig hielden met de praktijk en de studie der draadlooze telegrafie.

Ofschoon er op het gebied der radiotelegrafie een bloeiende amateurs-vereeniging bestond, de „Nederl. Vereeniging voor Radiotelegrafie", die zich blijkens haar Statuten ook de wetenschappelijke beoefening daarvan ten doel stelde, werd de behoefte gevoeld aan een *afzonderlijke* vereeniging, uitsluitend bestaande uit vaklieden, een vereeniging waarin voor het amateurisme geen plaats zou zijn.

Het karakter van de N. V. v. R. maakte het bezwaarlijk dat in het tijdschrift van die Vereeniging wetenschappelijke mededeelingen zouden worden gedaan, en dat voor haar leden wetenschappelijke voordrachten zouden worden gehouden.

Aangezien bovengenoemde heeren nochtans overtuigd waren dat in Nederland de behoefte werd gevoeld aan een intellectueele nadering van industrieelen, physici en ingenieurs, werkzaam op het gebied der radiotelegrafie, werden de heeren v. d. Pol en de Voogt over het plan gepolst. Eerstgenoemde zag onmiddellijk het belang van de op te richten Vereeniging in evenals laatstgenoemde, welke echter op grond van zijn betrekkingen met de Ned. Ver. v. Radiotel. wel de eerste besprekingen wenschte mede te maken, doch van een verder actief optreden meende te moeten afzien.

Deze eerste besprekingen hadden plaats te Utrecht en het resultaat was een door de heeren Dubois, Nordlohne en v. d. Pol onderteekende circulaire die gezonden werd aan diegenen, welke de radiotelegrafie enz. als dagelijksch werk beoefenden, van wier oordeel het derhalve in de allereerste plaats afhing of een vereeniging, hier bedoeld, reden van bestaan had. Daarnaast werd een aantal hoogleeraren der Technische Hoogeschool en voor physica aan de Universiteiten sympathie gevraagd.

De uitslag van het referendum was een stroom van sympathiebetuigingen, schriftelijk en mondeling, waarmede den stellers van de circulaire bewezen was dat zij juist hadden gezien.

Het duurde dan ook niet lang of de eerste bijeenkomst van degenen welke van hun sympathie hadden blijk gegeven, had den 15en Mei plaats in de Industrieele Club te Amsterdam; de bijzonderheden van deze vergadering zijn beschreven in de Notulen daarvan; het resultaat was de oprichting van het *Nederlandsch Radio Genootschap*, gevestigd te Amsterdam, waarvan de Statuten werden vastgesteld.

Een tweede vergadering had plaats op den 29en Mei, eveneens in de Industr. Club, op welke vergadering het Reglement van Orde werd vastgesteld en waarbij besloten werd, dat besprekingen zouden worden gevoerd met bestaande tijdschriften tot het bekomen van een officieel orgaan. Tevens werd bij die gelegenheid het Bestuur gekozen, waarin de volgende heeren zitting kregen:

Prof. Dr. Jhr. G. J. Elias, *Voorzitter.*
Dr. B. v. d. Pol, *vice-Voorzitter.*
Ir. P. J. H. A. Nordlohne, *Secretaris.*
A. Dubois, *Penningmeester.*
H. Wesselius, *Redacteur.*

Van de oprichting van het Genootschap werd mededeeling gedaan aan de Pers, „de Ingenieur", de Ned. Vereen. v. Radiotelegrafie, het Konink. Instituut van Ingenieurs, de Konink. Academie van Wetenschappen, het Bataafsch Genootschap, voorts aan The Institute of Radio Engineers, aan The Editor of the Radio Review, den Redakteur der Zeitschrift, Jahrbuch der drahtlosen Telegrafie, aan den uitgever van Radio-Electricité. Aan de uitgevers van deze drie buitenlandsche tijdschriften werd ruiling van tijdschriften verzocht, waaraan door de twee eerstgenoemden werd voldaan; van Radio-Electricité werd geen antwoord ontvangen, evenmin als van The Institute of Radio Engineers.

Intusschen wierp het Bestuur de blikken ruimer om zich heen, en zocht de toetreding van velen, die, hoewel de radiotelegrafie

niet als dagelijksche bezigheid beoefenende, door den aard van hun studie of positie geacht konden worden te behooren tot diegenen, waarvan het lidmaatschap op prijs moest worden gesteld. Het gevolg hiervan was een aanzienlijke vermeerdering van leden, meest hoogleeraren.

Doch ook buitenlanders werden aangezocht correspondeerend lid te worden, waartoe voorloopig een brief werd gericht aan de Marconi-Company te London en aan eenige Duitsche firma's van naam; bovendien zullen eenige bekende mannen in het buitenland persoonlijk worden aangeschreven.

Onnoodig te vermelden dat ook een oproep naar onze Oost ging, waaruit dan ook enkele sympathiebetuigingen het Radio-Genootschap bereikten.

In 1920 hadden twee zittingen plaats van het Genootschap, op 25 September en 27 November, waarbij resp. de heeren Dr. B. v. d. Pol en W. Schäffer uit Berlijn een voordracht hielden.

De voordracht van den heer v. d. Pol is verschenen in No. 1 van het inmiddels uitgegeven Tijdschrift van het Nederl. Radio-Genootschap; die van den heer Schäffer [1]) is in druk.

Wat betreft dit tijdschrift wordt er aan herinnerd, dat voornamelijk finantieele overwegingen leidden tot het uitgeven van een *eigen* tijdschrift.

Wat betreft de werkzaamheden van het Bestuur zij medegedeeld, dat in 1920 vier Bestuursvergaderingen werden uitgeschreven, resp. op 14 en 30 Augustus, 9 October en 11 December.

Het Genootschap telde op 31 December 42 leden en 3 donateurs-rechtspersonen. Dank zij de belangrijk finantieele steun van de donateurs is het mogelijk gebleken het Genootschap finantieel het bestaan te verzekeren. (Sedert is het aantal donateurs vermeerderd met 2).

Summa summarum kan gezegd worden, dat het Genootschap bloeit en dat de vooruitzichten in alle opzichten gunstig zijn ter bereiking van het doel, dat het zich stelt, nl. het centrum in Nederland te zijn voor de studie van de electromagnetische trillingsverschijnselen en haar toepassingen in de practijk, in 't bijzonder van de radiotelegrafie en telefonie.

*De Secretaris,*

Ir. P. J. H. A. NORDLOHNE.

---

[1]) Inmiddels verschenen in No. 2.

# HET RADIO-PEILEN

DOOR

Ir. A. H. DE VOOGT.

*Lezing gehouden voor het „Genootschap" op 5 Febr. 1920 te A'dam.*

Het peilen met behulp van de draadlooze telegrafie bestond reeds vele jaren voor den oorlog. Onderzoekingen op dit gebied, zoowel praktisch als theoretisch zijn voor 1914 verricht door mannen als Bellini, Tosi, Braun, Pickard, Blondel, Prince e. a.; de Marconi-Mij. bracht in het jaar 1913 het draadloos kompas in den handel, speciaal bestemd voor scheepvaartdoeleinden; „Telefunken" vervaardigde omstreeks dien tijd een kompas-zender voor plaatsing op den vasten wal.

Zooals met zooveel op radio-gebied is geschied, bracht ook hier de oorlogsindustrie een groote vooruitgang.

Het belang dat men uit militair oogpunt had om de plaats van vijandelijke D.T.-stations te kunnen bepalen, was een aansporing voor beide partijen om de ontwikkeling van de radio-richtingzoekers tot het hoogste stadium op te voeren. Werden hierdoor eenerzijds apparaten te voorschijn gebracht, welke voor de scheepvaart in het algemeen, van groot nut zijn gebleken, anderzijds trad de mogelijkheid naar voren een nauwkeurige studie te maken van de voortplanting van de æther-golven en de storingsverschijnselen welke zich daarbij voordoen. Terwijl vroeger met de grovere en minder gevoelige richtingzoekers het optreden van afwijkingen in de voortplanting van de radio-trillingen niet geconstateerd kon worden, is het, met de toepassing van de uiterst gevoelige methoden van tegenwoordig, gebleken, dat zeer waarschijnlijk het golffront van een aankomende radio-trilling lang niet altijd loodrecht op de verbindingslijn van zender en ontvanger staat.

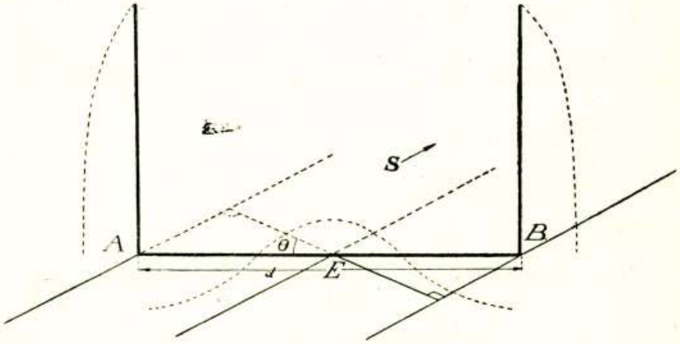
De trillingen kunnen onderweg in een bepaalde richting gebroken worden, zoodat het schijnt alsof dezen uit één of meer afwijkende richtingen den ontvanger bereiken; ook kan het golffront vóórover hellen, zoodat een oriënteering in een horizontaal-

vlak onvoldoende wordt; niet onmogelijk is het verder, dat het golffront dikwijls geen bepaalde stand inneemt, maar een warrelende beweging vertoont als gevolg van optredende nevengolven, welke in phase en voortplantingsrichting verschillen. Een groote hoeveelheid feitenmateriaal zal hiervoor verzameld dienen te worden.

Beschouwen wij nu eens nader de methode, waarmede men radiotelegrafisch kan peilen.

In het algemeen zal een draadloos station naar alle richtingen trillingen uitzenden en uit alle richtingen kunnen ontvangen.

Het is echter mogelijk door gebruik te maken van de interferentieverschijnselen van twee of meer met elkaar gecombineerde oscillatoren (zenders of ontvangers) in *bepaalde* richtingen meer of minder energie uit te zenden of te ontvangen.




Figuur 1

Hierdoor is men in staat de radiogolven voor oriënteeringsdoeleinden te gebruiken en dit kan dus gebeuren met behulp van zend-inrichtingen òf met behulp van ontvanginrichtingen. In het eerste geval hebben we dan een actieve richtingszender en passieve, normale ontvanger, in het tweede geval omgekeerd een normale zender en een actieve richtingsontvanger of richtingzoeker.

Laatstgenoemde methode heeft de meeste toepassing gevonden en zal daarom het uitvoerigst hier behandeld worden.

De richt-zenders werden ook in den oorlog veel toegepast; men denke bijv. aan de Duitsche B.- en C.-stations, gelegen aan de Oostzee en bij Kleef. Op enkele toepassingen hiervan zal straks nog teruggekomen worden.

Om eenige richtwerking bij de radio-stralen teweeg te brengen zou men van terugkaatsing gebruik kunnen maken. Hiervoor zijn echter constructies noodig, welke groot zijn t.o.v. de gebruikte golflengten; dit geeft praktisch onuitvoerbare afmetingen voor een dergelijken radio-reflector.

Men is er daarom op aangewezen gebruik te maken van de interferentie-werking van 2 oscillatoren voor het verkrijgen van eenig richt-effect.

Stel in de punten $A$ en $B$ (fig. 1) is een antenne geplaatst, bestaande uit verticale draden, waarin de electriciteit in synchrone trilling is gebracht met een phaseverschuiving $\gamma$; de draden zijn op een afstand $d$ van elkaar geplaatst. Het ontvangstation is gelegen in de richting $AS//BS//ES$, waarbij $E$ het midden is van $d$ en $\angle\, SAB = 90^\circ - \vartheta$.[1])

Het effect van deze beide antenne's in een ver verwijderd punt $S$ is hetzelfde alsof in $E$ een antenne van dezelfde hoogte opgesteld ware met een stroom:

$$I_e = I \left\{ Sin \left( mt + \frac{\pi d}{\lambda} Sin\, \vartheta \right) + Sin \left( mt + \gamma - \frac{\pi d}{\lambda} Sin\, \vartheta \right) \right\}$$

Waarin $\frac{\pi d}{\lambda}$ $Sin\, \vartheta$ het aantal golflengten is, begrepen in de afstand $ES$, $\frac{\pi d}{\lambda}$ $Sin\, \vartheta$ is het phase-verschil dat veroorzaakt wordt door het lengte-verschil $AS$ en $BS$ met $ES$.

Dit geeft:

$$I_e = 2\, I\, Sin \left( mt + \frac{\varphi}{2} \right) Cos \left( \frac{\pi d}{\lambda} Sin\, \vartheta - \frac{\varphi}{2} \right)$$

Stel bijv. $\varphi = 180^\circ$ phase-verschuiving tusschen de trillingen in $A$ en $B$.

$$I_e = 2\, I\, Cos\, mt\, Sin \left( \frac{\pi d}{\lambda} sin\, \vartheta \right),$$

zoodat voor $cos\, mt = 1$ dus max. amplituden van de trillingen en $d \leqq {}^1/_6\, \lambda$ wordt:

$I_{e_o} = 2\, I_o \frac{\pi d}{\lambda}\, sin\, \vartheta$. De richtkarakteristiek bestaat dan uit 2 cirkels. (fig. 2).

Als $d = {}^1/_2\, \lambda$ gemaakt kan worden is max. richteffect:

$$I_{e_o} = 2\, I_o.$$

Bij directe verbinding van de antenne's moeten deze dan noodzakelijkerwijze in een boventoon trillen. (zie gestip.lijn fig. 1). —

Bellini behandelde nu verschillende gevallen van phase-verschuiving en afstand van de twee antenne's. Hierbij blijkt o.a. ook een

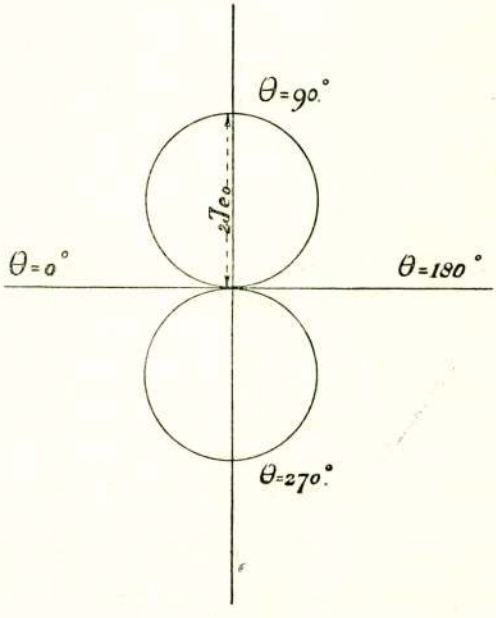
[1]) $\angle\, \vartheta$ voortaan steeds zóó gekozen, dat bij $\vartheta = 0^\circ$ een minimum zend of ontv. werking optreedt.

„uni-lateral" richteffect te kunnen optreden, hetgeen volgt uit de algemeene formule, van een phase-verschuiving $\varphi = 180^\circ - \frac{2\pi d}{\lambda}$

Voor $\vartheta = 270^\circ$ is dan de *Cos* in den tweeden factor steeds $= 0$.

Braun berekende analoge gevallen van drie oscillatoren, opgesteld in de hoekpunten van een gelijkzijdige $\triangle$ en met bepaalde phase-verschillen slingerende.

Onnoodig te zeggen, dat het verkrijgen van de juiste phase-verschillen, bijv. met behulp van draaivelden, in de radio-techniek, waar men eerst sinds korten tijd spoelen met ijzeren kernen kan gebruiken (en dan nog alleen voor de langere golven), zeer moeilijk is.



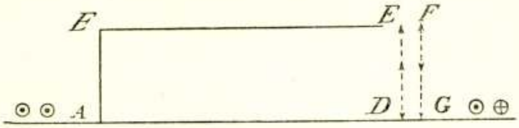

Figuur 2

Het richt-effect van lage en lange zend-antenne's, de zoog. L-antenne's, door Marconi al reeds sedert vele jaren toegepast voor zijn radio-krachtstations, berust waarschijnlijk op een zelfde interferentie-werking van twee denkbeeldige antenne's, synchroon slingerende, met een zekere phase-verschuiving en op bepaalde afstand van elkaar geplaatst.

Fleming gaf hiervoor de volgende verklaring. Het ontbreken van een vertikale stroomgeleider *D E* kan ontstaan zijn door daar ter plaatse twee in tegengestelde richtingen stroomvoerende geleiders *D E* en *F G* aan te brengen, Gaat men dan na welke magnetische

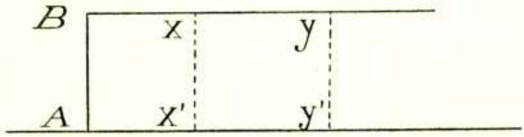
velden rondom ontstaan, dan zou blijken dat naar rechts het magnetisch veld steeds opgeheven wordt, naar links echter niet.

Deze verklaring lijkt mij onjuist; Fleming beschouwt hier uitsluitend de electromagnetische werking van den oscillator, niet de stralingswerking.




Figuur 3

HOERSCHELMANN geeft voor dezen antenne-vorm, bij slecht geleidenden aardbodem eene verklaring van het richteffect, doordat hij eene berekening geeft, waarbij het blijkt dat de antenne te vervangen is door een antenne-systeem $YY'$ en $XX'$, met 180⁰




Figuur 4

phase-verschil slingerende en een antenne $AB$ met 45° phase-verschil slingerende t. o. v. $XX'$. Het richt-effect ontstaat aldus door interferentie, overeenkomstig de theorie van Bellini bovengenoemd.

Bij volmaakt geleidenden bodem treedt geen uni-lateral-effect meer op.

Evenzoo bij een opstelling met antenne en tegengewicht gespannen in tegengestelde richting, kan men het richt-effect door interferentie verklaren.



Figuur 5

Van dergelijke antenne's maakt men gebruik bij de kompaszenders.

Zoo'n inrichting, welke tijdens den oorlog o.a. te Kleef was opgesteld, bestond uit een reeks van richt-antenne's in een groot aantal azimuthale richtingen gespannen.

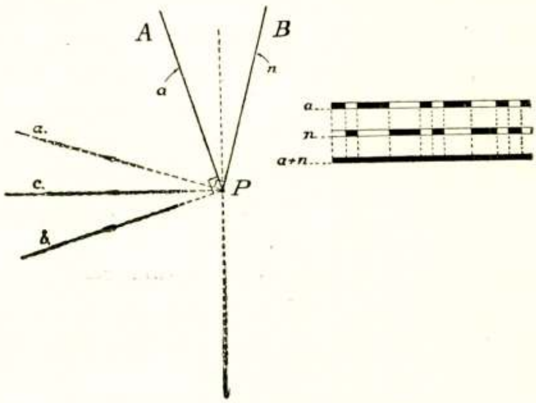
Deze antenne's werden verbonden met koppelingswindingen welker vlakken overeenkomstige ∠ ∠ met elkaar maakten.

Hierbinnen draaide regelmatig rond een primaire spoel, welke aldus de zend-energie overdroeg op de antenne's op zóódanige wijze, dat voortdurend geen òf minimum energie uitgezonden werd in eene richting ⊥ op het vlak van de draaiende spoel.

Indien nu de omwentelingssnelheid en de aanvangs-stand van de draaiende spoel bekend zijn, is het op een willekeurig ontvang-station in de omgeving slechts noodig het tijdsverloop waar te nemen tusschen het begin van de draaiïng van de spoel, dus van het richtsignaal en het oogenblik dat de geluidsterkte minimum wordt. In verband met de omwentelingssnelheid vindt men dan de gevraagde azimuthale richting.

Telefunken voerde hiervoor een stop-horloge in, dat direct de gevraagde richting aangaf.

Over verdere bijzonderheden van de richtzender te Cleve, kan




figuur 6

men in „Radio Nieuws" (No. 3 I, 89, 125, II, 33, 70, 71, 115, 405) een en ander vinden.

Een aardige toepassing van de richtzender is gevonden door F. Kiebitz.

Twee richt-antenne's. *PA* en *PB* seinen voortdurend de letters a resp. n uit in de richtingen *AB* en *BP*.

Ergens in *a*, *aP* ⊥ *PB* hoort men een a en zwak of niet een n, seinen, in *b*, *bP* ⊥ *PA*, een n en zwak of niet een a. In *c*, gelegen in de bissectrice van ∠ *aPb*, zal men a en n even hard hooren en daar te *P* de seinen van a gegeven worden in de pauzen van a en omgekeerd, zal men in *c* beide signalen tot één streep hooren samenvloeien.

De richting *Pc* wordt hiermede scherp bepaald.

De proeven van Kiebitz toonden aan dat bijv. op 3,5 K.M. van

$P$ de lijn $Pc$ een praktische breedte had, bij wijze van spreken, van 12 M en op 6 K.M.; 16 M. De $\angle$ tusschen de antenne's was hierbij 20°.

Past men in het algemeen richtzenders toe voor radio-peiling, dan zijn de bewegelijke radio-ontvangstations van vaar- of vliegtuigen, dus geheel normaal ingericht. De richtzenders welke door hun betrekkelijk groote afmetingen het beste op den wal geplaatst kunnen worden, worden, bij slechte weersgesteldheden bijv., in dienst gesteld en geven op een aparte golflengte voortdurend hunne richtsignalen. Deze kunnen dan door alle ontvang-inrichtingen in de omgeving tegelijkertijd benut worden.

We zullen hiermede van de richtzenders afstappen en overgaan tot de richt-ontvangers.

Ook bij deze inrichtingen wordt van interferentie gebruik gemaakt om richt-effect te verkrijgen. De radio-ontvanginrichting wordt in dien zin gewijzigd, dat van meer opvang-organen wordt gebruik gemaakt, uit welker combinatie bepaald kan worden uit welke richting de radio-trillingen, den ontvangpost treffen.

Bij deze methode worden dus normale zendstations gebruikt, maar bijzondere ontvang-inrichtingen.

De richtingsbepaling kan hier hetzij van vaste punten uit, hetzij van uit bewegelijke stations geschieden.

In het eerste geval kan maar één station tegelijkertijd gepeild worden, in het tweede geval kan elk station voorzien van een richtontvanger een peiling nemen, indien althans de betreffende zender in werking is of gesteld wordt.

Bellini en Tosi en ook F. Braun gebruikten voor de richtontvangst *raam-antenne's*. Braun bepaalde hiermede te Straatsburg in 1912 de sterkte van het electromagnetische veld van de signalen van den Eiffeltoren.

BLONDEL heeft een zeer algemeene theorie over de richt-ontvangst gegeven waarop hier in het kort ingegaan zal worden.

Evenals bij de richtzenders, denken we ons ook nu weder, twee oscillatoren opgesteld op een afstand (zie Fig. 1) $d$ van elkaar, $\vartheta$ de $\angle$ welke het aankomend golffront maakt met de verbindingslijn van beide oscillatoren.

We kunnen nu beide antenne's verbonden denken met een detector-inrichting, opgesteld midden tusschen beide antenne's in en de geïnduceerde E. M. K. aldaar samenstellen, hetzij op zóódanige wijze dat een *som-effect* optreedt, hetzij dusdanig dat er een *verschil-effect* optreedt. (Fig. 9).

Het phase-verschil tusschen de E. M. K.'n, geïnduceerd in

beide oscillatoren, welke E. M. K.'n voorgesteld worden door: $E = E_0 \sin \omega t$ $(\omega = 2 \pi n)$ bedraagt: $\varphi = \frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta$ en de resulteerende E. M. K. in den detector-kring is dus in het som-geval voor te stellen door:

$$E_s = 2 E \, Cos \left( \frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta \right) = 2 \; E \, Cos \, \varphi.$$

en in het verschil-geval door:

$$E_v = 2 \; E \; Sin \left( \frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta \right) = 2 \; E \; Sin \; \varphi.$$

Eenige eenvoudige opmerkingen kan men aan deze formules vastknoopen.

Als $d$ $7^1/_2$ $\lambda$ genomen wordt, kunnen meerdere minima en maxima optreden tusschen waarden $0°$ en $180°$ van $\vartheta$, bovendien hangen deze dan samen met de verhouding van $d$ tot de golflengte. De inrichting zou dus slechts voor bepaalde golven geijkt kunnen worden.

Aangezien in de praktijk $\frac{d}{\lambda}$ al gauw $\leqq {}^1/_{10}$ wordt, kan dit bezwaar om praktische redenen vervallen. We hebben verder bij $E_s$ steeds te maken met *Cos.* waarden van kleine $\angle \angle$. De gevoeligheid (1ste afgeleide van bovenstaande functies) wordt daardoor bij het $E_s$-geval geringer dan bij het $E_v$-geval.

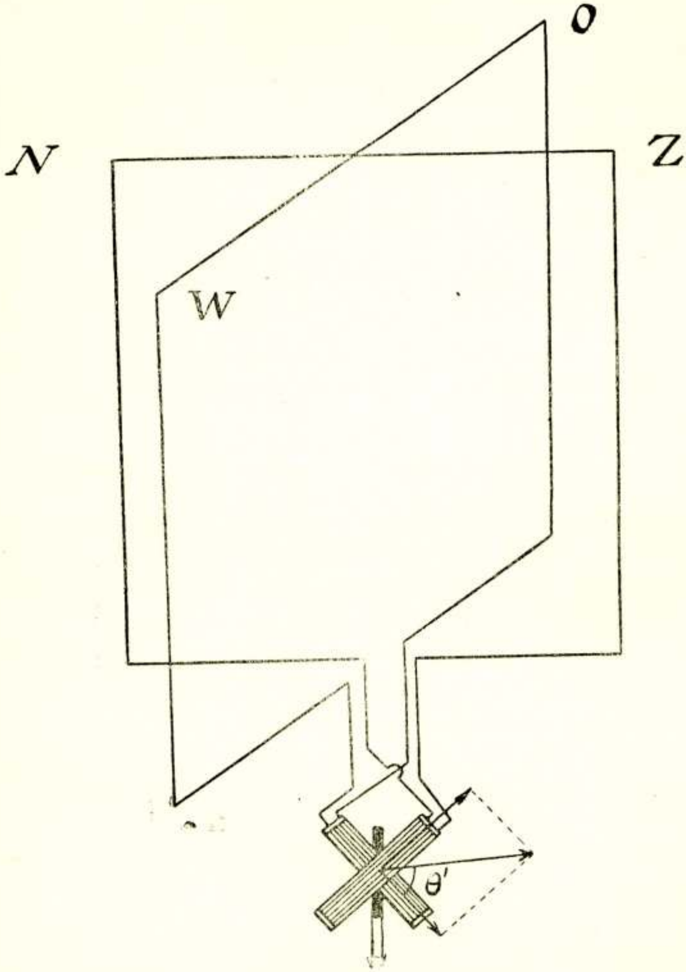
Blondel geeft graphische voorstellingen van de absolute en relatieve gevoeligheid van beide typen en komt tot de conclusie dat het *verschil-type* de voorkeur verdient.

Het verschil-type van richtings-ontvanger kan men gemakkelijk verwezenlijken, door beide antenne's te vereenigen tot een raamantenne.

Indien de afmetingen dit toelaten kan het raam draaibaar gemaakt worden, en op deze wijze is dus bijv. de stand te bepalen waarin $\vartheta = 0°$ is en het geluid in de telefoons van de ontvanginrichting, een minimum wordt en hiermede kan de voortplantingsrichting van de aankomende golven gevonden worden. Dit is het principe van alle richt-ontvangers.

Zooals verder zal blijken neemt men wel inplaats van één draaibaar raam, twee grootere vaste ramen $\perp$ op elkaar gesteld. Deze ramen worden dan verbonden met twee kleine spoelen met onderling loodrechte assen, waarbinnen een zoek-spoel (de „exploring coil") draaibaar is opgesteld. De beide spoelen geven dan een resulteerend veld, welks richting bepaald wordt door de sterkte

van de E. M. K. in de beide vaststaande ramen geïnduceerd en daar deze weer afhangt van de richting van de aankomende golven zou hiermede dus de stand van de zoekspoel voor bijv. minimum geluid bepaald zijn.




figuur 7.

Uit de theorie van Blondel volgt dat dit slechts juist is als de verhouding van $d$ tot $\lambda$ (dus de relatieve afmetingen van het raam t. o. t. de golflengte) zóó is dat in den vorm

$$I_e = 2\ I \operatorname{Cos} m\, t \operatorname{Sin}\left(\frac{\pi\, d}{\lambda} \sin \vartheta\right) \quad \varphi = 180^\circ$$

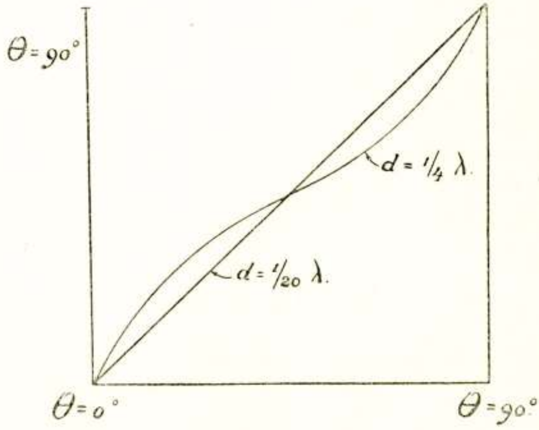
voor: $\frac{\pi\, d}{\lambda} \sin \vartheta$ ongeveer $\vartheta$ genomen kan worden.

De verhoudingen van de componenten van het veld waarin de zoekspoel gedraaid (*tg.* $\vartheta$) wordt is alleen dàn:

$$tg.\ \vartheta' = \frac{2\ E_o \sin \varphi\vartheta}{2\ E_o \sin \varphi_{(90^o-\vartheta)}} \infty . \frac{\frac{\pi d}{\lambda} \sin \vartheta}{\frac{\pi d}{\lambda} \cos \vartheta} = \frac{\sin \vartheta}{\cos \vartheta} = tg\ \vartheta \text{ of: } \vartheta = \vartheta'.$$

Bij $d = {}^1/_2\ \lambda$ kan de fout, zooals gemakkelijk is na te rekenen, maximaal $7^1/_2{}^\circ$ bedragen; echter zal in de praktijk deze fout wel meestal te verwaarloozen zijn, tenzij zeer korte golven worden gebruikt.

Belangrijker is de fout, welke bij het gebruik van gedempte golven bij te groote demping kan optreden. Tengevolge hiervan toch is er een verschil in amplitude tusschen de golf welke het voorste gedeelte en het achterste gedeelte van het raam treft, niet uitsluitend meer als gevolg van het phase-verschil, maar ook nog ten gevolge van de ongelijkheid van de amplituden in den golftrein.




figuur 8

Bij een draaibaar raam, waarbij met den minimum stand gewerkt wordt, is deze fout in den vereischten stand van het raam juist nul, aangezien alle deelen van het raam op hetzelfde oogenblik door hetzelfde golffront getroffen worden. Bij de twee loodrechte ramen is dit niet het geval.

Met behulp van de hyperbolische functies zijn de fouten, welke hierdoor ontstaan, als volgt te berekenen.

Werd de in een denkbeeldige centrale antenne geïnduceerde E. M. K. eerst voorgesteld door:

$E = E_o \, Sin \, \omega \, t$, dan zal tengevolge van de demping (decrement $\delta$) deze nu voorgesteld worden door:

$$E = E_o \, e^{(-\delta + i\omega)t} \quad \text{waarin } i = \sqrt{-1} \text{ en } \omega = 2\pi.$$

Het voorste gedeelte van het raam wordt $t'$ sec. eerder getroffen en het achterste gedeelte $t'$ sec. later dan de centrale antenne. We krijgen dus voor de E. M. K.'n:

$$E_1 = E_o \, e^{(-\delta + i\omega)(t + t')}$$

$$E_2 = E_o \, e^{(-\delta + i\omega)(t - t')}$$

en

$$\overline{E}_v = \overline{E}_2 - \overline{E}_1 = E\left(e^{-(-\delta + i\omega)t'} - e^{+(-\delta + i\omega)t'}\right)$$

$$= 2\,E \, Sinh\,(-\delta + i\omega)\,t'.$$

Nu is

$$\varphi = \frac{\pi\,d}{\lambda}\, Sin\,\vartheta = 2\,\pi\,\frac{t'}{T}$$

en $\delta = T\triangle$ als $\triangle$ dempingsfactor voorstelt. Dit geeft:

$$E_v = 2\,E\,Sinh\left(\frac{-\triangle}{2\,\pi} + i\right)\varphi =$$

$$= 2\,E\left(Sinh\,\frac{-\triangle\,\varphi}{2\,\pi}\,Cos\,\varphi + i\,Cosh\,\frac{-\triangle\,\varphi}{2\,\pi}\,Sin\,\varphi\right)$$

De reëele waarde van $E_v$:

$$E_v = 2\,E\sqrt{Sinh^2\frac{\triangle\,\varphi}{2\,\pi}\,Cos^2\,\varphi + Cosh^2\,\frac{\triangle\,\varphi}{2\,\pi}\,Sin\,\varphi}$$

$$= 2\,E\sqrt{Sin^2\,\varphi + Sinh^2\,\frac{\triangle\,\varphi}{2\,\pi}}$$

De fout tegenover de vroeger gevonden waarde $E_v = 2\,E\,Sin\,\varphi$ bedraagt dus:

$$\text{Fout} = \sqrt{1 + \frac{Sinh^2\,\frac{\triangle\,\varphi}{2\,\pi}}{Sin^2\,\varphi}} - 1$$

Voor $\varphi = 0$ is deze nul, voor: $d = {}^1/_2\,\lambda, \varphi = \frac{\pi}{2}$ en $\triangle = 0{,}4$ bedraagt de fout $^1/_2$ %.

Voor: $d = {}^1/_{20}\,\lambda,\ \varphi = 9^\circ$ en $\triangle = 0{,}4 < 0{,}1$ %.

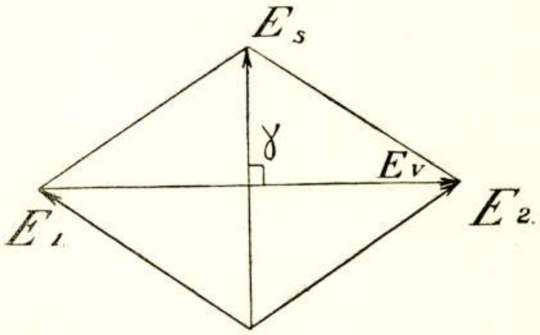
Bij de methode met 2 $\perp$ ramen en radiogoniometer is dit de fout in de grootte van één der componenten van het magnetisch veld waarin de zoek-spoel draait. Dit geeft dus een fout in de richting van de resultante.

Was bij ongedempte trillingen het phaseverschil van $E_v$ met $E$ 90° (zie fig. 9) nu zal het phaseverschil $\gamma$ tusschen $E_v$ en $E$ bedragen:

$$\gamma = bg\ Tang \frac{tg\ \varphi}{tgh\ \frac{\Delta\ \varphi}{2\ \pi}} = 89°\ 15'$$

Een en ander bewijst dat a priori voor sterk gedempte korte golven niet onbedenkelijke fouten kunnen optreden.

Een andere bron van fouten kan gelegen zijn in de gelijkrichterwerking van den detector. Indien dan immers sterk gedempte trillingen worden gebruikt is het niet onverschillig of een golf uit een bepaalde richting het raam bereikt, dan wel uit een 180° daarmee verschillende richting.




Figuur 9

De fout welke hierdoor ontstaat is te vermijden door òf symmetrische detector-systemen in te voeren, òf steeds een gemiddelde te nemen van de twee 180° verschillende richtingen, welke men met den radiogoniometer vindt.

In het algemeen volgt uit bovenstaande dat theoretisch met één enkelvoudig draaibaar raam betere resultaten te verkrijgen zouden zijn, dan met de radiogoniometer-methode. Bij de laatstgenoemde treden de kleinste fouten op voor de richtingen 0°, 90° enz., daartusschen zijn sommige fouten maximum voor 45°, 135° enz., andere voor daartusschen gelegen richtingen.

Alvorens echter nader de praktische uitvoering na te gaan, waarbij veel ten gunste van de twee-ramen-methode aan het licht zal komen, moet nog gewezen worden op een verschijnsel dat bij het radio-peilen optreedt, nl. de zoog. *verticale component.* Hieronder wordt verstaan de werking van het raam-systeem als normale

antenne tegenover aarde. De door het raam-systeem opgevangen trillingen zoeken een weg naar aarde, hetzij door de capaciteit van de verschillende spoelen t. o. v. elkaar en aarde, hetzij door de detector-lamp zelve.

Aangezien de E. M. K.'n opgewekt in een centraal gedachte antenne (het effect van de „vertikale component") en het raam als zoodanig 90° phase verschuiving bezitten (fig. 9) en de alzoo gedachte antenne onafgestemd met een condensator in serie werkend, een voorijlende stroom geeft, is het mogelijk dat op de detector een E. M. K. werkt, bij de ééne stand van het raam (resp. van de zoekspoel) méé werkend, bij de 180° daarmede verschillende stand, *tegen* werkend met de resulteerende raam-E. M. K. Het gevolg is dat het eene minimum onscherper wordt dan het andere. Dit kan men met haast iedere raam-ontvanger constateeren.

Indien bij de radiogoniometer-methode de antenne-werking tegenover aarde tot gevolg heeft dat bijv. de vaste spoelen, afhankelijk van den stand (capaciteit) van de beweegbare spoel, meer of minder hoogfrequenten stroom naar aarde af doen vloeien, dan zal ook hier een bron van fouten ontstaan.

Bij de richtingzoekers van de Marconi-Mij. is dit vermeden door het aanbrengen van schermen om de spoelen en door deze, *met* de middens van beide ramen, te aarden.

Stemt men bij de radiogoniometer-methode de beide ramen eerst af op de betreffende golflengte, dan dient dit te geschieden met gekoppelde variabele condensatoren van volmaakt gelijke constructie.

Eenige fout in de afstemming van één der ramen geeft een vergrooting of verkleining van een der samenstellende componenten in de radiogoniometer en als gevolg hiervan een foutieve richting.

Bij het toestel van de Marconi-Mij., zijn de ramen niet afgestemd, maar aperiodisch; dit vereenvoudigd bovendien de bediening.

Met de noodige hoog- en laagfrequentversterking wordt voor behoorlijke geluidsterkte gezorgd; de onderdeelen van het toestel zijn in metalen kasten (verbonden met aarde) gemonteerd, zoodat directe beïnvloeding van de spoelen e.d. is uitgesloten.

De raam-antenne's bestaan uit één enkele winding, welke zeer zuiver gesteld kan worden en een geringe capaciteit t.o.v. aarde bezitten, waardoor de invloed van de „verticale component" geringer is.

Een nadeel van het aarden van de ramen kan zijn dat bij slechte „aarde" of lange aardverbinding, het systeem bedenkelijke

resonansverschijnselen voor bepaalde golven gaat vertoonen, welke fouten veroorzaken bij de richtingsbepaling.

Bij een draaibaar raam van „Telefunken" was het detector en afstemapparaat *in* het raam zelve opgesteld en draaide hiermede rond. Eventueele fouten tengevolge van directe invloed op de toevoerleidingen worden hiermede vermeden.

Een nadeel van één draaibaar raam voor peilen is de traagheid bij de bewegingen, welke men het raam laat uitvoeren bij het zoeken naar het minimum. Het lichte, snel te verplaatsen, zoekspoeltje van de Marconi-peilinrichting is hiertegenover een belangrijke verbetering.

Een bezwaar bij de minimum-methode is het feit dat, als het geluid op minimum is gebracht, of eventueeel geheel verdwenen is, niet de zekerheid bestaat dat het betreffende station nog seint of wel dat de mogelijkheid niet uitgesloten is, dat men bij abuis het minimum van een ander station in ongeveer dezelfde richting bepaalt.

ROBINSON geeft een methode aan welke dit bezwaar niet heeft en welke volgens hem ook nauwkeuriger resultaten oplevert.

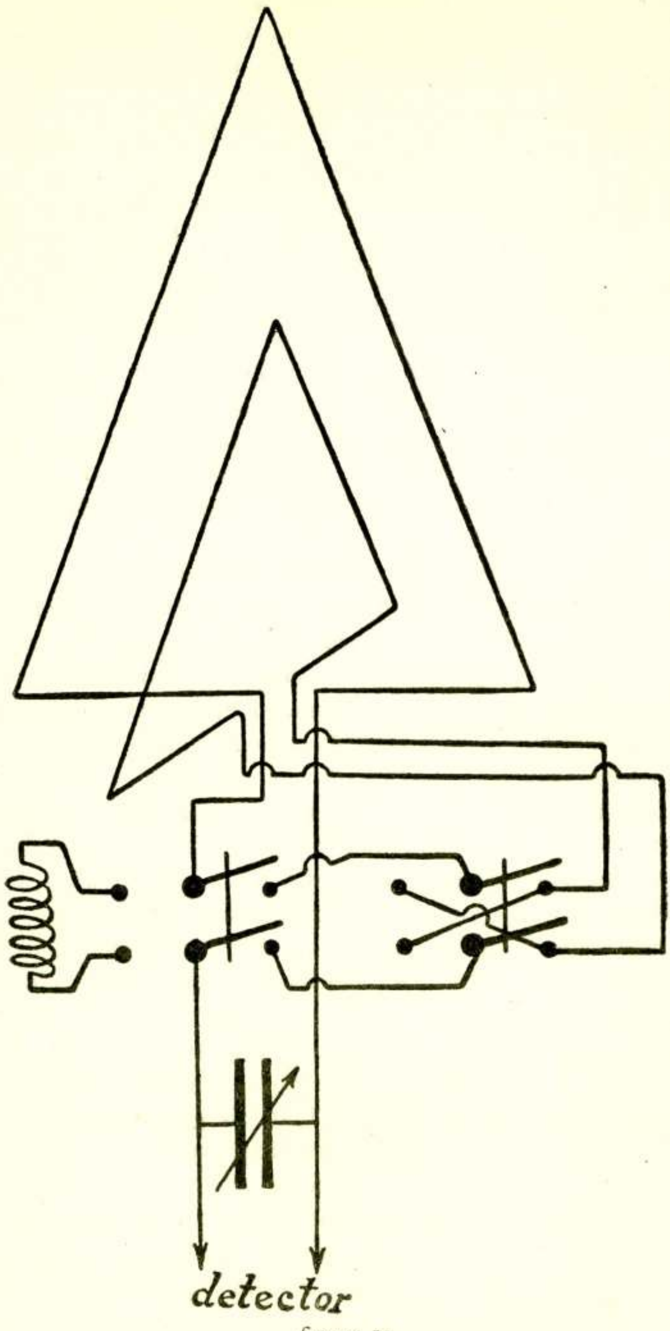
Hij gebruikt twee ongelijke ramen welke $\perp$ op elkaar zijn bevestigd en gezamenlijk gedraaid kunnen worden.

Fig. 10 geeft het schakelschema. Het kleinste raam kan òf vervangen worden door een zelf-ind. spoel òf gecommuteerd worden t.o.v. het groote raam.

In den stand dat het groote raam maximale geluidsterkte geeft, zal het kleine raam minimum geluidsterkte geven en het af of bij schakelen *geen* invloed meer uitoefenen. Men moet bij deze methode dus twee geluidsterkten met elkaar vergelijken.

De methode is ook uit te voeren met twee vaststaande ramen en een radio-goniometer. De zoekspoel bestaat alsdan uit 2 onderling $\perp$ spoelen.

PRINCE heeft kritiek op deze methode uitgeoefend; hij merkt terecht op dat de gevoeligheid van de methode dezelfde moet zijn als van één enkel raam n.l. in dit geval het kleine raam. Immers als het groote raam in den maximum-stand is, zal de gevoeligheid voor kleine verplaatsingen nihil zijn. De geluidsveranderingen zijn dus geheel te danken aan het kleine raam. De geheele methode komt dus slechts neer op het toevoegen van een constante geluidsterkte. Verder moeten beide ramen principieel veel verschillen in grootte, omdat anders de 4 richtingsmogelijkheden, welke bij deze methode optreden niet voldoende onderscheiden kunnen worden.




figuur 10

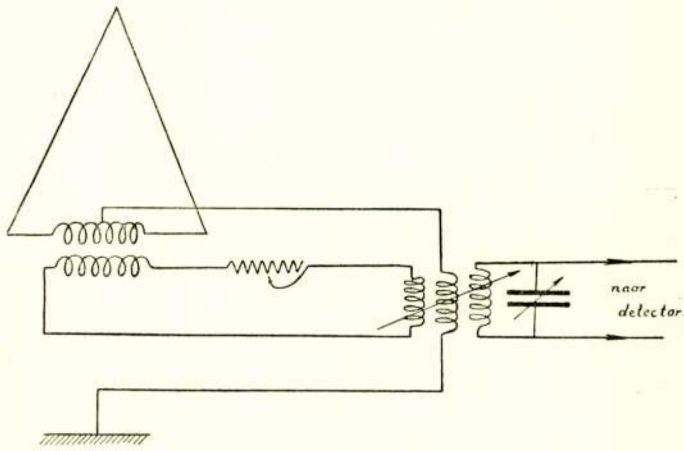
In de „Wireless Age" stond onlangs een aardige methode om een maximum-richtmethode toe te passen.

In een draaibaar raam waren ⊥ op het windingsvlak, koperen platen opgesteld, bevestigd aan het raam.

Alle trillingen, welke aankomen, worden in deze metalen platen weggedempt, uitgezonderd de trillingen welke ⊥ op de platen d. i. in het windingsvlak van het raam aankomen. Eenige praktijk van deze methode is mij niet bekend.

Het bovenbeschreven effect van de „vertikale component" is door de Marconi-Mij. benut in een nieuw toestel voor unilaterale richtings-ontvangst.

Uit het schakelschema, waarin eenvoudigheidshalve slechts één raam geteekend is, blijkt dat op den detector-kring inwerken, behalve de E. M. K. van de zoekspoel een derde keten, welke de




Figuur 11

beide ramen als antenne tegenover aarde gebruikt. In laatstgenoemde keten wordt nog een regelbare weerstand geschakeld waarmede de amplitude nog geregeld kan worden. Bij den éénen stand van het minimum, kan nu de antenne-werking van den derden kring méé-werken, bij den 180° daarmede verschillenden stand; tegenwerken.

Duidelijkheidshalve zij opgemerkt, dat de stroomen als gevolg van de in de ramen en de als antenne werkende ramen, geïnduceerde spanningen in het eerste geval zullen na-ijlen en in het tweede geval (niet afgestemde te *kleine* antenne) zullen voorijlen.

Compensatie zal dus steeds mogelijk zijn.

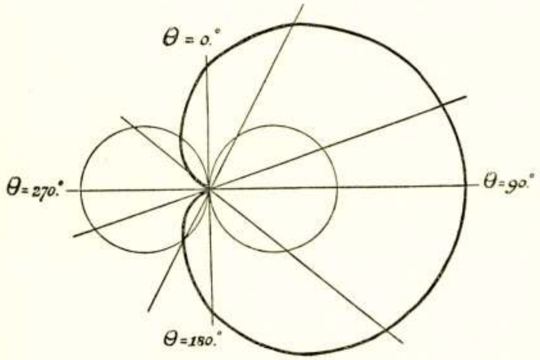
Uit de richtingskarakteristieken van gewone raamontvangst en uni-

laterale-ontvangst blijkt dat het minimum 90° verschoven is. (fig. 12).

„Telefunken" past tegenwoordig bij een radio-peil-inrichting, berustend op het radio-goniometer-principe, wel een speciale soort spoelen toe, n.l. *ring-spoelen* (in de vorm van een torus) waarmede een meer homogeen veld bereikt wordt en capaciteits-veranderingen door het draaien van de zoekspoel, uitgesloten zijn.

Voor de normale radio-ontvangst, kunnen de richt-ontvangers met succes gebruikt worden, hetzij voor het opheffen van storing door een station dat op dezelfde of nagenoeg dezelfde golflengte bezig is, hetzij voor het onschadelijk maken van den eigen zender (dus voor duplex-bedrijf); de uni-laterale ontvanger is dan gunstiger dan de normale richt-ontvanger, omdat bij de eerste slechts één minimum richting optreedt.

Indien de luchtstoringen uit een bepaalde richting komen (in onze streken is dit nog al eens de Z. O.-richting) kan men voor




Figuur 12

de ontvangst ook voordeelig van uni-laterale richt-ontvangers gebruik maken. Ook voor het kust- en scheepsradio-verkeer kunnen dezen m. i. met succes toegepast worden, niet alleen voor peiling, maar ook als extra-hulpmiddel om de allen, op ongeveer 600 M. seinende kuststations en schepen, toch nog uit elkaar te houden.

We hebben nu gezien welke fouten in de verschillende systemen van richt-ontvangers kunnen optreden. De nauwkeurigheid welke de moderne apparaten voor radiopeiling bezitten, is van dien aard, dat men er met succes een studie mede kan maken om de fouten, welke optreden bij de voortplanting door het medium en in de „electrische" omgeving van zender en ontvanger nader te bepalen.

Merkwaardig zijn de gevallen van breking van een radio-straling op een tusschen gelegen kustlijn.

ECKERSLEY vond op een peilstation op Cyprus opgesteld dat de golven geheel op normale wijze de brekingswet volgen (fig. 13).

Uit fig. 13 volgt dat:

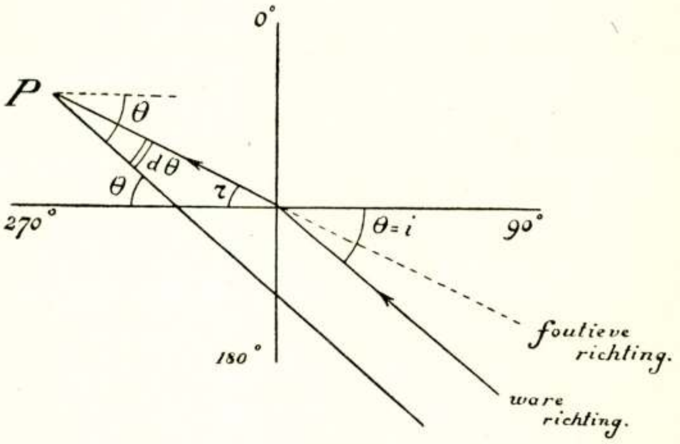
$$\frac{Sin\ i}{Sin\ r} = verhouding\ voortplantings\text{-}snelheden = \frac{Sin\ \vartheta}{Sin\ (\vartheta - d\ \vartheta)}$$

of:

$$Sin\ \vartheta = \mu\ Sin\ \vartheta\ Cos\ d\ \vartheta - \mu\ Cos\ \vartheta\ Sin\ d\vartheta$$

of:

$$d\vartheta = \frac{1 - \mu r}{2\ \mu}\ tg\ \vartheta$$




figuur 13

Uit een aantal waarden van $\vartheta$ en $d\ \vartheta$, welke met behulp van een langsstoomend vaartuig verkregen werden, kan $\mu$ bepaald worden.

Men vond: $\mu = 1{,}02$ een waarde welke wel in overeenstemming bleek te zijn met de volgens een formule van Zenneck berekenende waarde, bij bepaalde aanname van diëlectriciteits-constante en geleidbaarheid van de grondsoort van de kust van Cyprus.

Ook bleek in Egypte, waar eenige militaire peilstations opgesteld waren, tijdens den oorlog, dat een kustlijn aanleiding tot breking kan geven.

Een merkwaardig verschijnsel bij het radio-peilen is het zoog. „nacht-effect".

Het kan gebeuren dat het minimum van een station plotseling onscherp wordt of van plaats gaat veranderen. Soms verdwijnt

het geheel en al. Dit verschijnsel treedt meestal tusschen zononder- en -opgang te voorschijn. Dikwijls verandert het karakter van het sein-geluid zoodra het „nacht-effect" gaat optreden.

Niet onmogelijk is het dat brekingsverschijnselen hierbij een rol spelen; ook kan de golf-beweging tijdens het verschijnsel meer uit vertikale richting gaan invallen en daardoor een onscherp minimum veroorzaken.

Ook in Amerika (o. a. te Houlton in de provincie Maine) heeft men een groote hoeveelheid waarnemingen op dit gebied verzameld, ook op groote-afstand-ontvangst en bij de langere golflengten.

In de onmiddellijke omgeving kunnen metaal-massa's belangrijke storingen veroorzaken.

Hollingworth en Hoyle deden in Engeland hierover proeven; de resultaten zijn lang niet altijd vanzelfsprekend.

IJzeren hangars op 50 a 60 M. geplaatst hadden geen invloed, ook niet als de richtingzoeker boven op het onregelmatige ijzeren dak van een hangar geplaatst werd; als binnen in de hangar ontvangen werd en één der metalen deuren open was, bleken alle aankomende golven een afwijking naar de lengte-as van de loods te krijgen.

Telegraaf-draden in de onmiddellijke nabijheid van een peilstation werken storend; de afwijking vertoont echter soms neiging de golven *langs* de draden te trekken, soms deze ⊥ *daarop* te draaien.

Een afgestemde antenne kan door terugstraling op 400 M. afstand nog een afwijking van 4° veroorzaken!

Indien in ons land peilstations opgericht worden zal het van belang zijn veel waarnemings-materiaal te verzamelen.

Deze nieuwe radio-apparaten zijn ten zeerste geschikt om de studie van de radio-golven in het algemeen en voor het radiotelegraaf-verkeer in het bijzonder, te bevorderen.

Het groote belang voor scheep- en luchtvaart van de radiopeil-inrichtingen maakt het voor ons land haast een plicht zoo spoedig mogelijk dat hulpmiddel toe te passen.

Febr. 1921.

## DISCUSSIE

**Dr. B. van der Pol.**

Naar aanleiding van de mededeeling dat bij de peilingen grooter fouten werden verkregen wanneer de zender dichter bij was, (c. q. 13 Mijlen) dan wanneer die zich verderweg bevond (Parijs), meen ik dat men in het algemeen het omgekeerde zou moeten verwachten, wanneer de oorzaak der fouten in toevallige anomaliën der elektrische constanten van de atmospheer moet worden gezocht.

**Ir. A. H. de Voogt.**

Spreker meent dat hier waarschijnlijk een asymmetrie in den zender de oorzaak was.

**Dr. B. v. d. Pol.** (schriftelijk).

De door den spreker genoemde tweede foutenoorzaak, die slechts tot op korten afstand van den zender zich kan doen gevoelen, kan onderzocht worden en eventueel geëlimineerd, door den zender (een schip) om een vertikalen as te laten draaien, waarbij dan de fouten in de peilingen op het kuststation afwisselend positief en negatief moeten worden met daartusschen een fout nul.

Naar aanleiding van de mogelijke fout veroorzaakt door de demping der uitgezonden golven, wees ik reeds op het feit dat op korte afstanden van den zender de momenteele ruimtelijke demping der golven in het algemeen nog geen getrouw beeld behoeft te zijn van de demping met den tijd van den stroom in den zender. In verband hiermede verwijs ik naar een interessant onderzoek van Professor A. E. H. Love (Proc. Roy. Soc. LXXIV p. 73; 1915) waar voor een gedempt werkenden zender, het elektromagnetische veld aangesloten is aan het elektrostatische veld dat vlak voor het begin van een golftrein rondom den zender bestaat.

**Ir. A. H. de Voogt** (schriftelijk).

De fouten kunnen ten eerste bij den zender zelve gelegen zijn (welke fouten inderdaad met behulp van de door den heer Van der Pol aangegeven draaimethode zouden zijn te bepalen) en ten tweede in de directe omgeving (straal $^1/_4$ golflengte) van den zender. Deze laatste zijn door draaien van den zender niet op te heffen, maar van uit op grooten afstand gezien natuurlijk zeer gering.

Wat de tweede opmerking betreft (ook in verband met een desbetreffende opmerking van Prof. Dr. Elias) zal nader onderzocht moeten worden wat de vorm is van sterk gedempte golffronten.

**A. Koerts.**

De door den heer de Voogt neergeschreven formule heeft den gewonen vorm zooals die bij de gewone optische breking ook voorkomt. Daar er hier geen twee maar drie media zijn en het eigenlijke verschijnsel zich afspeelt in één medium, verwondert het mij eenigszins, dat de formule toch denzelfden vorm behoudt. Ik zou daarom gaarne de beteekenis vernemen (afhankelijkheid van aard van het medium enz.) van de constante.

**Ir. A. H. de Voogt.**

Hier zijn bedoeld twee media, n.l. zeewater en rotskust.

**Ltn. G. J. Verwijnen,**

noemt eenige resultaten uit de praktijk en trekt o.a. daaruit de conclusie dat van een zuiver nautisch standpunt bezien, het altijd de voorkeur zal blijven verdienen dat peilingen *aan boord* van een schip worden genomen en niet door de stations aan den wal.

# Hoogfrequentie-telefonie, draadloos en langs geleidingen, volgens de octrooien van de Bell Telephone Mij.

door Dr. Ir. N. Koomans.

Voordracht gehouden voor het genootschap, op 23 April te Amsterdam.

Bij de draadlooze telefonie en de draad telefonie met hoog frequente trillingen worden spreekstroomen gemoduleerd op hoog frequente electrische trillingen.

Op velerlei wijzen kan deze modulatie worden tot stand gebracht. Zoo kan men b.v. de microfoon, waar voor gesproken wordt, in de antenne opnemen, zoodat zij door haar veranderlijken weerstand fluctuaties teweeg brengt in de hoog frequente trillingen.

Ook kan men de microfoon parallel schakelen aan een zelfinductie-spoel of aan een gedeelte van zulk een spoel, die in de antenne is opgenomen. Eveneens zullen dan de hoog frequente trillingen door de microfoon worden beïnvloed of gemoduleerd.

Inplaats de microfoon op te nemen in de antenneketen, kan men deze ook plaatsen in den trillingskring, welke met de antenne is gekoppeld, hetzij door de microfoon daarin in serie op te nemen, hetzij door de microfoon parallel aan te leggen aan een gedeelte van de zelfinductie, welke in dien kring voorkomt.

Bij de genoemde voorbeelden en ook bij andere wijzen van aanbrengen van de microfoon, zegt men, dat in het algemeen twee methoden van moduleering zijn te onderscheiden:

1°. door beïnvloeding van de amplitude;

2°. door beïnvloeding van de frequentie.

Beide oefenen, volgens een gangbare voorstelling dezelfde werking uit op den ontvanger.

De amplitude-fluctuaties worden door de detectorwerking in geluid omgezet, doordat de hoogfrequente trillingen worden gelijkgericht, waardoor de laagfrequente microfoonseinen als zoodanig voor den dag treden.

Indien gewerkt wordt met gemoduleerde hoogfrequente trillingen, waarbij het geluid als frequentie-verandering is gemoduleerd, wordt deze frequentieverandering in amplitude-verandering omgezet, doordat de afgestemde ontvanginrichting sterker aanspreekt op die frequentie, welke juist overeenkomt met haar eigen frequentie, terwijl de gemoduleerde verstemmingen zich als zwakker trillingen in de ontvanginrichting openbaren en wel te zwakker naarmate de verstemming grooter is.

De amplitude-veranderingen worden dan door de detector-werking weder op dezelfde wijze in geluid omgezet.

Indien met lampgeneratoren wordt gewerkt, kan men den roosterkring door spreekstroomen beïnvloeden of den plaatkring. Zoo wordt door de Nederlandsche Radio Industrie de roosterkring beïnvloed, terwijl in de inrichtingen, die we hier te lande van de Telefunken Mij. en de Marconi Mij kennen den plaatkring bewerkt wordt. Door de Nederlandsche Radio Industrie wordt de microfoon parallel geschakeld aan een deel van de zelfinductie, welke in den roosterkring voorkomt, terwijl de Telefunken Mij. en de Marconi Mij. van voorlampen gebruik maken om de modulatie tot stand te brengen.

De voorlamp van Telefunken is in serie opgenomen in de geleidingen, welke de hoogspanning toevoeren naar de anode van de generatorlampen. De voorlamp doet daarbij dienst als veranderlijke weerstand.

De weerstandsveranderingen van deze voorlamp worden te weeg gebracht, doordat het rooster door microfoonstroomen wordt bewerkt.

Bij de Marconi Mij. staat de voorlamp parallel in de toevoerleidingen van den hoogspanningsstroom naar de generatorlamp.

Ook hierbij functioneert de voorlamp als veranderlijke weerstand, doordat van deze lamp de roosterkring door spreekstroomen wordt beïnvloed.

In de beide schakelingen doen de weerstandsvariaties van de voorlamp spreekstroommodulaties ontstaan in de hoogfrequente trillingen, welke door de generatorlampen worden gegenereerd, daar het genereeringsproces in deze lampen in sterkte en frequentie afhankelijk is van de aangelegde anodespanning, die door de weerstandsvariaties van de voorlamp wijzigingen ondergaat.

Bij al de modulatiemethoden, die bij de lampen worden toegepast, heeft men weder, zooals men dat uitdrukt, amplitude-beinvloeding of frequentie-beïnvloeding, of een combinatie van beide.

Hoewel deze wijze van uitdrukking wel eenig inzicht geeft in hetgeen bij het draadloos telefoneeren gebeurt, dient voor de

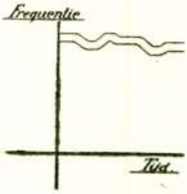
verdere ontwikkeling van het onderwerp in het oog te worden gehouden, dat aan deze wijze van voorstellen bezwaren zijn verbonden, die bij nauwkeurige beschouwing van hetgeen voorvalt, verwarring kunnen stichten.

Immers is het spreken van frequentieveranderingen en amplitudeveranderingen in een electrische golf, alsof dit geheel verschillende dingen waren, niet zonder meer toelaatbaar.

Strikt genomen valt slechts te onderscheiden: enkelvoudige electrische golven en samengestelde electrische golven.

Zoodra een electrische golf niet meer enkelvoudig is en daarin veranderingen voorkomen, is deze golf een samenstelling van twee of meer enkelvoudige golven van verschillende frequentie.

Een golf met frequentie-beinvloeding en een golf met amplitudebeïnvloeding zijn dus beide golven, samengesteld uit trillingen van verschillende frequentie.




figuur 1

Een en ander vloeit voort uit de wet van Fourier, welke leert, dat elke periodieke beweging of toestandsverandering is te ontleden in een reeks enkelvoudige trillingen of veranderingen, uit welker samenwerking de eerste geacht kan worden te zijn ontstaan.

Elke veranderlijke trilling of golf is dus een combinatie van een aantal golven met verschillende frequentie. Een andere aanduiding kan verwarring stichten.

Een ongedempte golf geeft in de telefoon van een draadloos ontvangtoestel geen geluid.

Zijn er gelijktijdig 2 ongedempte golven aanwezig, dan hoort men in de telefoon een toon, waarvan de frequentie gelijk is aan het verschil in frequentie van de beide electrische golven.

Hierop berust de zwevingsontvangst, die algemeen gebruikelijk is bij het telegrafeeren met ongedempte golven; in het seinstation wordt geseind met een enkelvoudige electrische golf, terwijl op het ontvangstation deze golf wordt ontvangen en door bijmenging wordt voorzien van een tweede golf, welke in het ontvangtoestel wordt gegenereerd.

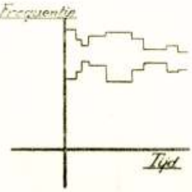
Terugkeerende tot de draadlooze telefonie, is het bekend, dat

men deze zonder meer, met behulp van de detectorwerking kan ontvangen, zonder dat eenigerlei golf behoeft te worden toegevoegd.

De aankomende electrische golven hebben dus een zoodanige samenstelling, dat hierin alles aanwezig is om door de gewone detector-werking in geluid te worden omgezet.

Om na te gaan hoe of dan wel de samenstelling van de draadlooze telefonie-golven is, dat zij de geschetste werking vertoonen, kan men, om de gedachten te leiden, zich in eerste instantie voorstellen, dat men draadloostelefonisch een doorgaande toon uitzendt (tonic train).

Laat deze toon bv. een toon zijn van 1000 trillingen; het spreekt dan van zelf, na hetgeen hierboven gezegd is, dat, wil deze toon in de detector direct waarneembaar zijn, er twee electrische golven moeten aankomen, die een trillingsverschil hebben van 1000 trillingen.




figuur 2

Men zal dus moeten uitzenden bv. een golf van 100.000 trillingen en een golf van 101.000 trillingen. Men hoort in de telefoon van het ontvangstation dan een toon duizend. Deze toon verandert niet, wanneer de frequentie van de beide electrische golven verandert, wanneer slechts hun verschil gelijk blijft aan duizend. De frequentie-veranderingen van de beide samenstellende golven moeten niet al te groot en ook niet periodiek zijn; in het laatste geval zouden er bijtonen optreden.

In de uitgezonden golven is dus heel wat verandering en variatie mogelijk, terwijl toch de toon dezelfde blijft.

Stelt men de beide electrische golven voor door de volgende uitdrukking:

$$a_1 \, Sin \, \omega_1 \, t + a_2 \, Sin \, (\omega_1 + 1000) \, t$$

dan kan $\omega_1$ allerlei verandering doormaken, zonder dat het wat geeft.

Worde thans verondersteld, dat niet één enkele toon, maar een opvolgende reeks van verschillende tonen draadloos wordt overgeseind door het fluiten van een wijsje met, niet te vergeten,

enkelvoudige tonen, dan wordt door het ontvangtoestel dit wijsje gewoon weergegeven; op vele manieren is weer deze overdracht mogelijk.

In elk geval moeten ieder oogenblik twee golven aanwezig zijn, wier frequentieverschil gelijk is aan de toon, die op dat moment weerklinkt.

Hadden we bij de enkelvoudige toon te maken met gepaarde golven, met gelijkblijvende frequentie-afstand, bij het wijsje hebben we dus gepaarde golven, wier frequentie-afstand zich voortdurend wijzigt.

De beide figuren 1 en 2 geven dit in principe weer.

De beide golven in dit laatste geval zijn voor te stellen door:

$$a_1 \; Sin \; \omega_1 \, t + a_2 \; Sin \; (\omega_1 + p) \, t$$

waarbij de toonfrequentie $p$ veranderlijk is in overeenstemming met de geproduceerde tonen-rij, terwijl $\omega_1$ allerlei veranderingen kan ondergaan.

Veronderstellen we ten slotte, dat we te maken hebben met een wijsje, gevormd door getimbreerde tonen, dus met een gesprek, dan is dit voor te stellen door:

$$\Sigma \left\{ a_1 \; Sin \; \omega_1 \, t + a_2 \; Sin \; (\omega_1 + p) \, t \right\}$$

Op ieder oogenblik is dus een aantal enkelvoudige tonen gelijktijdig aanwezig. Op ieder oogenblik hoort men dus deze tonen, met hun bijtonen, welke zij uit den aard der zaak als zwevingstonen produceeren.

Men krijgt dus een aantal figuren 2 gelijktijdig.

Voor een zuivere overbrenging van het gesprokene is het noodig, dat de gepaarde golven, die gelijktijdig op ieder oogenblik aanwezig zijn, alle één golf gelijk hebben, daar er anders bijtonen ontstaan, die in het oorspronkelijk geluid niet voorkomen.

Stel men wil gelijktijdig overbrengen twee tonen 1800 en 1000, die natuurlijk automatisch van bijtonen worden voorzien.

Doet men dit aldus:

$$\begin{array}{ll} 1000 \begin{cases} 101.000 \\ 100.000 \end{cases} & \\ & \text{twee gepaarde golven} \\ 1800 \begin{cases} 102.000 \\ 100.200 \end{cases} & \end{array}$$

dan is het klaarblijkelijk, dat door de verschillende frequentie, die alle vier de samenstellende golven hebben, bijtonen ontstaan, die in de oorspronkelijke tonen 1800 en 1000 niet voorkomen.

Door het berekenen van de verschillen van de samenstellende golven springt zulks in het oog.

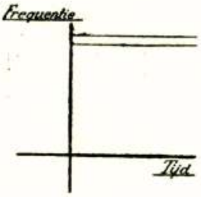
Ter vermijding dezer omstandigheid moeten de beide gepaarde golven er aldus uitzien:

$$\left.\begin{array}{l} 1000 \left\{ \begin{array}{l} 101.000 \\ 100.000 \end{array} \right. \\ \\ 1800 \left\{ \begin{array}{l} 101.800 \\ 100.000 \end{array} \right. \end{array}\right\} \text{twee gepaarde golven}$$

waarbij valt op te merken, dat de beide gepaarde golven één golf gemeen hebben.

Bij het overbrengen van een getimbreerde klank moet daarom, wanneer de modulatie goed plaats vindt, in het gepaarde golvencomplex, één golf zijn, die een bijzondere rol speelt; deze ééne, die in elk van de gepaarde golven voorkomt, is als het ware het centrum, waarom alles zich groepeert.

Deze golf kan men de draaggolf noemen.




figuur 3

In de gedachtengang, zooals die hierboven is ontwikkelt, komt men tot de overtuiging, dat bij iedere goede manier van moduleeren, een draaggolf aanwezig moet zijn.

Deze draaggolf kan echter van oogenblik tot oogenblik veranderen.

In de voorstelling:

$$\Sigma \left\{ a_1 \; Sin \; \omega_1 \; t + a_2 \; Sin \; (\omega_1 + p) \; t \right\}$$

is dus voor iedere gepaarde golf $p$, die voor de verschillende termen verschillend is, veranderlijk met de tijd, terwijl de draaggolf $\omega_1$ een functie van den tijd is, die voor alle golven dezelfde is.

Bovendien treedt uit de bovengegeven gedachtengang het denkbeeld naar voren om de draaggolf constant te maken, zoodat deze niet meer met den tijd verandert.

De vroeger gegeven grafische figuren worden dan gewijzigd tot de figuren 3 en 4.

Fig. 3 is de voorstelling van de gewone zwevingsontvangst van

draadlooze telegrafie met ongedempte golven, waarbij men een constante interferentie-golf toevoegt.

Het bijzonder gewichtige gevolg, dat samenhangt met de constante draaggolf, bestaat in de mogelijkheid van überlageren, en al wat daarmede in verband staat.

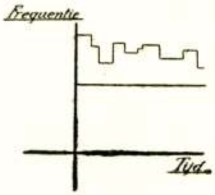
Onder überlageren is te verstaan, het bijmengen van een electrische trilling in het ontvangstation bij hetgeen van buitenaf wordt ontvangen.

De gebruikelijke wijze van überlageren vindt plaats bij het ontvangen van ongedempte telegraafteekens, door middel van de gewone zwevingsontvangt. Het effect en de bedoeling daarvan is, dat men de ongedempte signalen in toon ontvangt.

Het nevengevolg van de zwevingsontvangst is het belangrijk versterken van hetgeen wordt ontvangen.

Bij de draadlooze telefonie is de zwevingsontvangst niet noodig, daar ook zonder bijgemengde golf het gesprokene door de telefoon wordt weergegeven.

Evenwel kan men de vraag stellen, wat wel bij de draadlooze




figuur 4

telefonie het effect zou zijn, wanneer men een electrische golf bijmengde op de ontvangstplaats, dus wanneer men de zwevingsontvangst toepaste.

Het blijkt, dat het gevolg tweeërlei is, in de eerste plaats wordt het geduld zeer belangrijk versterkt en in de tweede plaats wordt het geluid zuiverder.

Om dit in te zien, veronderstelle men, dat een enkelvoudige toon wordt aangeheven in het seinstation. Zooals in den aanhef werd besproken, wordt hierdoor in de ontvanginstallatie een electrische golf teweeggebracht, waarvan de sterkte fluctueert.

De vorm van deze golf vindt men aldus.

Indien in het seinstation geen geluid wordt geproduceerd, zendt men een ongemoduleerde hoogfrequente trilling uit, die in de ontvanginrichting er aldus uitziet:

$$i = b \; Sin \, q \, t$$

Produceert men een enkelvoudige toon, met een frequentie $\frac{p}{2\pi}$, dan is de amplitude $b$ niet constant, maar varieert deze met een toonfrequentie $\frac{p}{2\pi}$, zoodat men zou krijgen:

$$i = b \, Sin \, p \, t \; Sin \, q \, t,$$

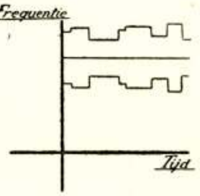
indien de modulatie zoo diep was, dat de amplitude van de trillingen periodiek geheel tot $o$ afnam.

Een dergelijke volledige modulatie heeft, volgens de gebruikelijke methoden, niet plaats, zoodat een gedeelte van de grondgolf ongemoduleerd blijft. In werkelijkheid ziet de ontvangen golf er daarom aldus uit:

$$b \, Sin \, p \, t \; Sin \, q \, t + a \; Sin \, q \, t$$

De amplitude van de hoogfrequente $q$-trilling schommelt dus laagfrequent tusschen twee waarden $a$ en $a + b$.

Een eenvoudige goniometrische herleiding leert, dat de term $b \, Sin \, p \, t \; Sin \, q \, t$ is om te zetten in de som van twee sinussen.




figuur 5

Wij krijgen daarom in het geheel drie golven, n.l.:

$$\frac{b}{2} \; \overset{I}{Sin \, (q + p) \, t} + \frac{b}{2} \; \overset{II}{Sin \, (q - p) \, t} + \overset{III}{a \; Sin \, q \, t}$$

Tengevolge van de detectorwerking wordt hiervan in de ontvanginrichting gemaakt:

1) een toon met frequentie $\frac{p}{2\pi}$ als verschilfrequentie van I en III;
2) nog een toon met frequentie $\frac{p}{2\pi}$ als verschilfrequentie van II en III;
3) een toon met frequentie $\frac{2p}{2\pi}$ als verschilfrequentie van I en II.

De tonen 1) en 2) versterken elkaar en geven de toon $\frac{p}{2\pi}$, welke door het seinstation werd uitgezonden, terwijl de laatste toon $\frac{2p}{2\pi}$ het octaaf is van de uitgezonden toon.

We zien dus, dat het geluid ontaard is door octaafvorming.

Tevens blijkt onze inleidende beschouwing te eenvoudig te zijn, daar geen gepaarde golven, maar drietallen worden uitgezonden, die met octaafvorming gepaard gaan.

Onze vroegere figuren moeten dus met een derde kromme worden aangevuld.

De fig. 4 wordt dan b.v. als in fig. 5 aangegeven.

De inleidende draaggolf-beschouwingen blijven dezelfde, alleen komt de octaafvorming erbij. De middelste van de drie lijnen is de draaggolf, waaromheen zich alles groepeert.

In den stelkundigen vorm is $a \, Sin \, q \, t$ de draaggolf.

Ingevolge hetgeen is medegedeeld, veronderstelle men, dat $q$ constant is, zoodat gewerkt wordt met constante draaggolf.

Wanneer op de ontvangplaats überlagert wordt door aldaar de draaggolf te genereeren en deze te mengen bij hetgeen ontvangen wordt, is de toestand als volgt:

Er komt aan $i_1 = (a + b \, Sin \, p \, t) \, Sin \, q \, t$
voegt men hierbij: $i_2 = c \, Sin \, q \, t$
dan krijgt men: $i_1 + i_2 = (a + c + b \, Sin \, p \, t) \, Sin \, q \, t$

Tengevolge van de gelijkrichtende detectorwerking kan men beschouwen, dat dit in het kwadraat wordt verheven, zoodat:

$$(i_1 + i_2)^2 = (a + c + b \, Sin \, p \, t)^2 \, Sin^2 \, q \, t$$

volgens een eenvoudige goniometrische herleiding wordt dit:

$$(i_1 + i_2)^2 = \left\{ (a+c)^2 + 2\,(a+c)\, b \, Sin \, p \, t + b^2 \, Sin^2 p \, t \right\} Sin^2 q \, t$$

$$(i_1 + i_2)^2 = \left\{ (a + c)^2 + 2\,(a + c)\, b \, Sin \, p \, t + \frac{b^2}{2} + \frac{b^2}{2} \, Cos \, 2 \, p \, t \right\} \frac{1 - Cos \, 2 \, q \, t}{2}$$

Daar $Cos \, 2 \, q \, t$ te hoogfrequent is om werking in de telefoon te geven, kan deze term worden verwaarloosd.

Men houdt dan drie termen over:

$1^0$. $\left\{ (a + c)^2 + \frac{b^2}{2} \right\} \frac{1}{2}$ — dit is een gelijkstroomcomponent, die in de telefoon geen werking geeft.

$2^0$. $(a + c) \, b \, Sin \, p \, t$ — dit is een toon met frequentie $\frac{p}{2\pi}$

$3^0$. $\frac{b^2}{4} \, Cos \, 2 \, p \, t$ — dit is een toon met frequentie $\frac{2p}{2\pi}$

Het resultaat, dat men zou gekregen hebben, wanneer geen Ueberlagerung had plaats gevonden, verkrijgt men, indien men in de einduitkomst $c = 0$ stelt.

Het gevolg van het überlageren springt in het oog, wanneer men opmerkt, dat de amplitude of sterkte van de toon $\frac{p}{2\pi}$ afhankelijk is van c.

Hoe grooter *c*, hoe sterker de toon $\frac{p}{2\pi}$.

Men kan op deze manier zeer belangrijke versterkingen verkrijgen.

Verder ziet men, dat de geluidontaarding door octaafvorming wel is gebleven, maar dat deze *niet* is versterkt, daar in de term sub 3 de *c* niet voorkomt.

Aangezien de goede toon belangrijk is versterkt, kan men zeggen, dat de octaafontaarding relatief belangrijk is verminderd.

Het geluid is dus zuiverder en sterker geworden.

Het blijkt, dat de octaafontaarding, die zich bij de detectorwerking voordoet, is te vergelijken met de octaafontaarding, die optreedt bij een sprekenden condensator zonder aanvankelijke spanning, bij een gewone telefoon zonder permanente magneet of bij een thermotelefoon zonder constante gloeistroom. Al deze toestellen berusten n.l. op een kwadratische werking.

Het is duidelijk, dat een vervorming van het gesprokene moet optreden, wanneer men überlagert met een constante trilling, als de draaggolf niet constant is.

Een bijzonder belangrijke mogelijkheid, die met de constante draaggolf samenhangt, is gelegen in het suprimeeren van de draaggolf.

Dit onderwerp vormt de inhoud van het hoofdoctrooi van de Bell Telephone Manufacturing Company Ned. 5069 kl. 21a.

Het onderdrukken van de draaggolf, kan men zich in eerste instantie denken te worden teweeggebracht door het aanwenden van een stroom-resonantiefilter, dat de draaggolf tegenhoudt.

De voordeelen, welke samenhangen met het onderdrukken van de draaggolf, zijn de volgende.

In de eerste plaats beteekent dit een groote besparing van energie, daar de draaggolf sterk moet zijn voor het interfereeren met alle andere frequenties. Men zendt dus uit een betrekkelijk zwak en geheel ontaard golvencomplex.

In de ontvanginrichting wordt dit in orde gemaakt door Ueberlagerung met een golf, waarvan de frequentie gelijk is aan de gesuprimeerde draaggolf, waardoor men sterk en zuiver ontvangt.

In het genoemde hoofdoctrooi gaat de Bell Telephone Manufacturing Co. nog verder door het octrooieeren van het principe

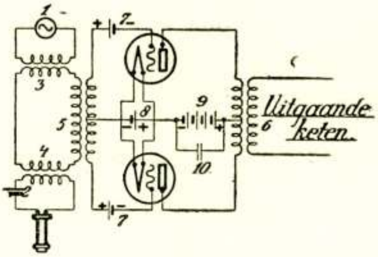
om van de beide golfcomponenten, welke overblijven, als de draaggolf is gesuprimeerd, er nog één te onderdrukken, zoodat slechts één golfcomponent overblijft.

Van de 3 golven $p+q$, $p-q$ en $q$, blijft dan alleen de $p+q$ of de $p-q$-component over.

Voor het uitfiltreeren van deze tweede component is echter een bandfilter noodig, daar bij de getimbreerde klanken, waaruit een gewoon gesprek bestaat, de component $p+q$ bestaat uit een bundel, die een frequentiebreedte beslaat, die gelijk is aan de frequentieverschillen, welke in het gesproken woord plegen voor te komen.

Het wil ons toeschijnen, dat de beteekenis van het volledig onderdrukken van de tweede component meer principieel, dan wel practisch uitvoerbaar is.

In alle geval lijkt het moeilijk om deze onderdrukking eenigszins volledig te doen zijn, hoewel elke vermindering van de betrokken component voordeelen met zich brengt, daar men vooral bij langere golven de ontvanginrichting toch slechts op één component kan afstemmen.




figuur 6

Principieel heeft het werken met één golfcomponent een mooi aanzien.

Hetgeen in dat geval wordt uitgezonden, moet, naar het ons voorkomt, afgezien van zwakke bijtonen, in een gewone ontvanginrichting vrijwel onhoorbaar zijn.

Eerst door Ueberlagerung met de draaggolf, treedt het juiste geluid naar voren, dat in dit geval, door het geheel ontbreken van de octaafontaarding, zeer zuiver moet zijn.

De B. T. M. beschrijft in haar octrooien moduleerschema's voor draaggolfonderdrukking, waarbij gebruik wordt gemaakt van duplexschakeling.

In het reeds genoemde octrooi Ned. 5069 kl. 21a, komt het schema voor, dat in figuur 6 is geteekend. In deze figuur zijn 2 drie-electrodenlampen afgebeeld, waarvan de roosters met elkan-

der zijn verbonden via een wikkeling van den transformator 5, terwijl de beide platen met elkander zijn verbonden via een wikkeling van den transformator 6.

De middens van de genoemde wikkelingen van de transformatoren 5 en 6 zijn via de plaatbatterij 9 en via de parallel geschakelde gloeidraden met elkander verbonden.

De plaatbatterij is geshunt door den condensator 10 voor het doorlaten van hoogfrequente stroomen.

De gloeibatterij is door 8 aangegeven en de roosterbatterijen door 7.

Deze laatsten moeten een zoodanige spanning hebben, dat de drie-electrodenlampen als detector werken en een kwadratische werking vertoonen.

Door middel van den transformator 5 is aan de duplex geschakelde electrodenlampen een inkomende keten verbonden, waarin stroom geleverd wordt door een generator 1 via een transformator 3 en een microfoon 2 via den transformator 4. Aan den transformator 6 is de uitgaande keten verbonden.

De beide deelen van de secundaire wikkeling van de transformator 5 zijn in dezelfde richting gewonden, terwijl de beide deelen van de secundaire wikkeling van den transformator 6 in tegengestelde richting zijn gewonden.

Wat dit zeggen wil, blijkt het best, wanneer men veronderstelt, dat de lampen zijn ingesteld in het rechte gedeelte van de karakteristiek, zoodat zij lineair werken.

De wisselstroomen van de generator en de microfoon, voorkomende in de inkomende keten, veroorzaken op de beide roosters tegenovergestelde spanningen, hetgeen tengevolge heeft, dat de plaatstroom van de beide lampen 180° in phase verschilt. Deze beide plaatstroomen zullen elkanders werking in den transformator 6 vernietigen, daar de beide deelen van den transformator 6 tegengesteld zijn gewonden.

De draaggolf, welke door den generator 1 wordt geleverd, wordt dus in ieder geval onderdrukt.

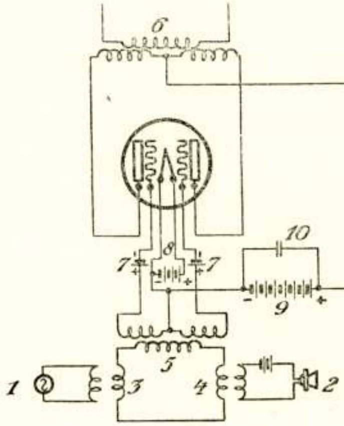
Voor zoover de lampen kwadratisch werken, komt in de uitgaande keten wel stroom aan, daar tengevolge van de gelijkrichting, welke met de kwadratische werking samenhangt, stroomen die oorspronkelijk 180° in phase verschillen, werden omgezet in stroomen van dubbele frequentie, die dan, men kan zich zulks door een figuur gemakkelijk duidelijk maken, uiteraard met elkaar in phase zijn.

De transformator 6, welke door zijn wijze van wikkelen stroomen,

welke 180° in phase verschillen, tegenhield, zal de gelijkgerichte stroomen uit den aard der zaak doorlaten.

Men kan zich hetgeen gebeurt ook nog nader voorstellen door te bedenken, dat de roosters aan tegengestelde spanningen worden onderworpen.

Dit heeft alleen dan stroomen, die 180° in phase verschillen tengevolge, wanneer de roosters in dezelfde conditie verkeeren, ten opzichte van die tegengestelde stroomen. Dit is nu wel het geval, wanneer in het lineaire gedeelte van de karakteristiek wordt gewerkt, maar niet meer, wanneer men in het gebogen gedeelte werkzaam is.




figuur 7

Men denke zich voor het gemak maar, dat de verzadigingstoestand van de buis volledig is, men ziet dan licht in, dat de spanningsvermeerdering op het eene rooster geen invloed meer heeft, en de gelijktijdige spanningsvermindering van het andere rooster wel. De daarmee samenhangende plaatstroomen zijn dan niet meer gelijk en kunnen elkaar dan ook niet meer opheffen in den transformator 6.

We zien dus, dat de lampen, die nimmer zuiver kwadratisch, doch altijd gemengd lineair en kwadratisch werken, elkander neutraliseeren, wat het lineaire gedeelte betreft.

De draaggolf en het laagfrequente telefoongesprek worden dus ten allen tijde geheel onderdrukt.

Ook wordt de draaggolf onderdrukt wanneer de generator werkt en er niet in de microfoon wordt gesproken.

Alleen de kwadratische werking blijft over.

Wanneer men veronderstelt, dat de generator 3 een draaggolf

uitzendt $c \, Sin \, q t$ en de microfoon een laagfrequente trilling $a \, Sin \, p t$, dan zal door de kwadratische werking dit mengsel worden herleid tot:

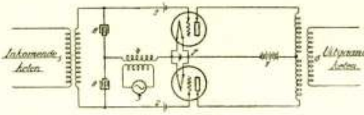
$$(a \, Sin \, p t + c \, Sin \, q t)^2 = a^2 \, Sin^2 \, p t + c^2 \, Sin^2 \, q t + \\ + 2 \, a c \, Sin \, p t \, Sin \, q t$$

Er ontstaan dus de octaven van de draaggolf en van de laagfrequente trilling en verder de gemoduleerde trilling.

Het octaaf van de draaggolf wordt door resonantie-afstemming op de draaggolf zelf onderdrukt, terwijl de uitgaande keten zoodanig is ingericht, dat deze laagfrequente stroomen niet doorlaat. Hierdoor wordt dus van zelf het octaaf van de laagfrequente trilling tegengehouden. Hetgeen in fig. 6, met behulp van twee duplex geschakelde lampen, wordt bereikt, kan men ook verkrijgen met één dubbele lamp, waarin twee roosters en twee platen voorkomen. Men heeft dan die beide roosters en platen duplex te verbinden. Dit is afgebeeld in fig. 7.

De werking van het schema volgens dit figuur is dus geheel gelijk aan dat van het schema, voorgesteld in fig. 6.

De onderdeelen van fig. 7 zijn met dezelfde cijfers aangegeven als in fig. 6, waardoor nadere toelichting achterwege kan blijven.




figuur 8

Nog een ander schema geeft de B. T. M. in haar octrooiaanvrage No. 11384 Ned. kl. 21a.

Het principe-schema van deze octrooi-aanvraag is afgebeeld in fig. 8. Ook hierbij zijn de lampen weer duplex geschakeld.

De spreekstroomen komen bij de inkomende keten binnen en bereiken over den transformator 5 de roosters van de beide lampen.

De condensatoren 8, welke klein zijn, dienen voor het tegenhouden van de laagfrequente spreekstroomen en voorts om het geheel af te stemmen op de draaggolf-frequentie.

De draaggolf wordt opgewekt in den generator 3 en wordt binnengeleid door den transformator 4.

De werking van dit schema is ongeveer dezelfde als de werking van de beide duplex schema's, voorgesteld in fig. 6 en 7.

Het eigenaardige van het schema van fig. 8 is, dat de laagfrequente stroomen aan de roosters potentialen verleenen, welke

180° in phase verschillen, terwijl de generator, doordat deze in de middentak is opgenomen, aan de roosters potentialen geeft, die in phase zijn. Dat de transformator 4 zich in de middentak bevindt, wordt bereikt, door de beide condensatoren 8 volkomen aan elkander gelijk te maken.

De uitgaande keten is door middel van den transformator 6 met de moduleer-schakeling verbonden.

De beide gedeelten van de secondaire wikkeling van deze transformator zijn in gelijke richting gewonden. Dit is noodig om de draaggolf ten allen tijde te onderdrukken. De draaggolf immers geeft aan de beide roosters gelijke potentiaal, waardoor de anodestroomen met elkander in phase zijn, tenminste voor zoover de lampen lineair werken.

Om nu deze stroomen elkander te laten opheffen, moeten de beide wikkelingsdeelen in gelijken zin verloopen.

Voor zoover de lampen kwadratisch werken, gaan de trillingen natuurlijk wel over.

Wij krijgen dus weer hetzelfde resultaat als met de vorige schema's. Ten allen tijde wordt dus een zuivere modulatie uitgezonden. Eventueel ongemoduleerde laagfrequente stroomen, die bij lineaire werking zouden kunnen voorkomen, hebben op de uitgaande keten geen invloed, daar de transformator 6 en de uitgaande keten geheel op hoogfrequentie stroomen zijn ingericht, zoodat daarin zeer kleine condensatoren voorkomen, die de laagfrequente stroomen niet doorlaten.

Dit is noodig, daar de duplex-schakeling deze laagfrequente seinen niet opheft, aangezien deze elkander in den transformator 6 versterken.

Het schema van fig. 8 kan ook worden verwezenlijkt met behulp van één lamp, waarin twee roosters en twee electroden voorkomen.

Een groot voordeel, dat met de onderdrukking van de draaggolf samenhangt, is de mogelijkheid van draadlooze telefonie met kruisspreken. Het is nl. een feit, dat de moeilijkheid van kruisspreken opgelost is, wanneer men in staat is om op ieder oogenblik, dat men niet spreekt, zelf te kunnen ontvangen. De kortste pauze tusschen twee woorden moet voldoende zijn, om hetgeen gesproken wordt door den anderen correspondent te kunnen opnemen.

Dit is inderdaad mogelijk, wanneer men, op het oogenblik, dat men niet spreekt, zelf volstrekt geen golf uitzendt. De antenne is dan in staat om te reageeren op de zwakke aankomende seinen van den correspondent.

Waar men met behulp van de schema's, voorgesteld in fig. 6, 7 en 8 bereikt, dat men in het geheel geen golf uitzendt, als men niet spreekt, zijn deze schema's bijzonder voor kruisspreken geschikt.

In het genoemde octrooi Ned. 5069 komt een kruisspreek-schema voor, hetwelk in fig. 9 is afgebeeld.

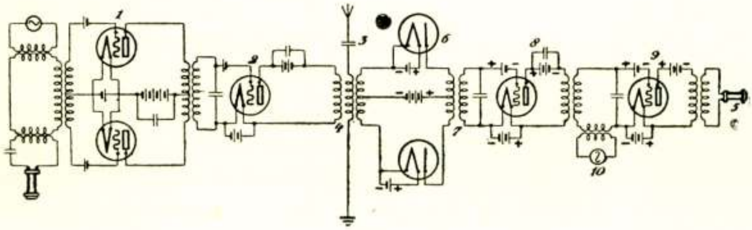
In fig. 9 is 3 de antenne, welke dient zoowel voor geven als ontvangen; 1 is het duplex-modulatie schema, zooals dit in fig. 6 werd besproken.

De zuivere modulatie, welke uit deze duplex-modulator te voorschijn treedt, wordt gevoerd naar de versterkingsinrichting 2.

Deze versterkingsinrichting is van de gewone soort en bevat middelen om te worden afgestemd op de draaggolf-frequentie.

Men heeft hierbij te bedenken, dat de modulaties $q + p$ en $q - p$, die men uitzendt, ongeveer de draaggolf-frequentie bezitten.

Door middel van den transformator 4 worden de spreekgolven aan de antenne medegedeeld.



figuur 9

De ontvanginrichting bevindt zich aan de rechterzijde van de figuur en is door den transformator 4 aan de antenne 3 gekoppeld.

Het onderdeel 6 stelt een stroombegrenzer voor, welke bestaat uit 2 twee-electroden vacuum-gelijkrichters, welke een gemeenschappelijke batterij bezitten, die in den middentak is opgesteld.

De stroomen in twee-electroden buizen kunnen, zooals bekend is, een zeker bedrag niet overschrijden. Dit bedrag hangt af van de afregeling dezer toestellen en staat in onmiddellijk verband met de hoeveelheid electronen, welke wordt uitgezonden door den gloeidraad.

De stroombegrenzer is een noodzakelijk onderdeel van de ontvanginrichting om te voorkomen, dat daarin te sterke stroomen zouden worden opgewekt op de oogenblikken, dat men zelf golven uitzendt.

De stroombegrenzer heeft uit den aard der zaak op de ontvangen seinen geenerlei invloed, daar deze zoo zwak zijn, dat zij onder de grens liggen, welke door de stroombegrenzer wordt bepaald.

De stroombegrenzer 6 is door middel van den transformator 7 gekoppeld aan een gewone versterkingsinrichting 8, welke middelen bevat om af te stemmen op de aankomende golf. Van de versterkingsinrichting worden de ontvangen seinen geleid naar de detectorinrichting 9, waarin de telefoon 5 is opgenomen.

De detector 9 is van de gebruikelijke soort en bevat een afstembare resonantiekring.

Het bijzondere, dat deze detectorinrichting heeft, is gelegen in de Ueberlagerer 10, welke er mee is gekoppeld. De Ueberlagerer 10 levert de draagfrequentie, welke noodig is, om de ontvangen seinen hoorbaar te maken en te versterken.

Het merkwaardige van het schema is, dat slechts 1 antenne noodig is, die zoowel dient voor seinen als ontvangen.

Bij het kruisspreken, zooals dat door de firma Telefunken is gedemonstreerd op het laboratorium van de Rijkstelegraaf, waren 2 antennes noodig en bestond er tusschen de seingolf en de ontvanggolf een verschil in lengte, terwijl middelen noodig waren om de sterkte van de eigen seingolf te verminderen.

Wel was het schema, dat door de firma Telefunken werd gebruikt, er op ingericht om, wanneer men niet sprak, zoo weinig mogelijk electrische energie uit te stralen. Evenwel kan men bij het schema van Telefunken de energie-uitstraling bij niet spreken niet geheel vermijden, zoodat de uitgestraalde energie ook dan nog altijd groot is te noemen ten opzichte van de energiehoeveelheden, welke aankomen met de golf, die men ontvangen moet.

Zooals in den aanhef is medegedeeld, wordt door Telefunken de modulatie tot stand gebracht door middel van een voorlamp, welke in serie is opgenomen in de spanningstoevoergeleiding van de generatorlampen.

Waar deze voorlamp een zeer groote weerstand heeft, wanneer het rooster van deze lamp niet wordt besproken, spreekt het van zelf, dat men weinig energie uitzendt, als voor de microfoon geen geluiden worden geproduceerd. Zelfs is de weerstand van de voorlamp in dat geval zóó groot, dat het genereeren in de generatorlampen geheel zou worden onderbroken.

Aangezien dit niet mag plaatsvinden, moet Telefunken de voorlamp shunten door een weerstand, die een zoodanige geringere waarde heeft dan de voorlamp, dat het genereeren nooit ophoudt.

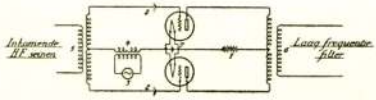
Uit deze uiteenzetting volgt, dat de onderdrukking van de uitgestraalde energie, wanneer niet gesproken wordt, niet volledig is.

In het schema van de B. T. M. is de draaggolf steeds aanwezig, doordat de generator steeds in dezelfde conditie voortwerkt. Alleen

wordt de draaggolf niet uitgezonden, wanneer er niet gesproken wordt. In hoeverre bij practische uitvoering van het B. T. M. schema zich complicaties zullen voordoen, valt moeilijk te beoordeelen. Onze vergelijking tusschen de beide systemen, waarvan dat van Telefunken practisch werd gedemonstreerd beteekent daarom geenszins een eindoordeel.

Ook bij de hoogfrequentie-telefonie langs geleidingen speelt de constante gesuprimeerde draaggolf een groote rol, aangezien met behulp hiervan vele gesprekken langs één lijn kunnen worden gezonden. Immers kunnen de verschillende gesuprimeerde draaggolven zeer dicht bij elkander gelegen zijn, zonder dat de gesprekken door elkaar zijn te hooren in de betrokken ontvangtoestellen, aangezien men in ieder ontvangtoestel door de Ueberlagerung slechts hoort het gesprek, dat bij de überlagerte draaggolf behoort.

Dat dit laatste inderdaad het geval moet zijn, laat zich hooren, daar door de Ueberlagerung alleen die golf belangrijk versterkt en hoorbaar wordt, welke van een draaggolf wordt voorzien, de andere blijven op den achtergrond.




figuur 10

Het is wel eigenaardig, dat de onderhavige selectie, die zeer werkzaam moet zijn, niet op resonantie berust.

Bij deze methode van scheiden bestaat het gevaar, dat de verschillende überlagerte draaggolven uit de verschillende ontvangtoestellen tenslotte toch alle gesprekken versterken.

Hiervoor geeft de B. T. M. in haar octrooi-aanvraag No. 11293 Ned. kl. 21a, welke geheel aan duplex-lampenschakelingen is gewijd, en waarin verschillende dingen voorkomen, die de aandacht verdienen, een vermeldenswaardige oplossing.

In fig. 10 is deze weergegeven.

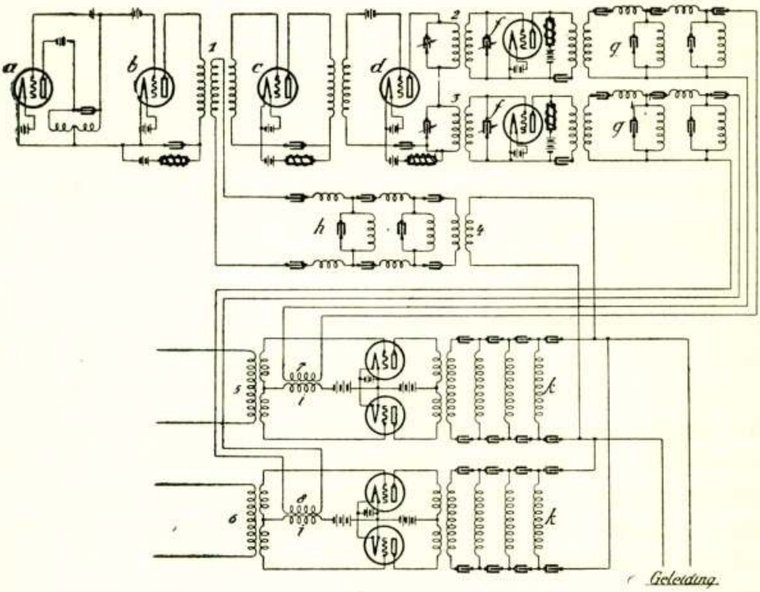
In deze fig. merkt men weer op twee lampen, die in balans zijn geschakeld.

De inkomende hoogfrequente seinen, die men zich moet denken te bestaan in een aantal telefoongesprekken, die op verschillende gesuprimeerde draaggolven zijn gemoduleerd, treden bij den transformator 5 binnen.

In 3 bevindt zich de draaggolf-generator, welke zijn trillingen via den transformator 4, überlagert over de inkomende hoogfrequente seinen.

Het mengsel van seinen en draaggolf wordt door de lampen gelijkgericht, zoodat in de uitgaande keten de laagfrequente seinen, die bij de betrokken draaggolf behooren, door middel van den transformator 6 uittreden om naar een telefoon of een dergelijk instrument te worden geleid.

Evenwel dient zich bij de plaats van uittreden een laagfrequent filter te bevinden, dat alleen maar wisselstroomen van toonfrequentie doorlaat. Dit filter kan zoo zijn ingericht, dat stroomen boven de 2500 perioden worden tegengehouden, terwijl de daaronder gelegen frequenties zonder demping worden doorgelaten.




figuur 11

Dit bandfilter is daarom noodig, omdat de draaggolf ook interfereert met de andere gemoduleerde gesprekken. De frequenties, die hieruit voortspruiten, liggen, zooals men gemakkelijk inziet, boven de 2500 perioden; deze worden dus tegengehouden.

Het eigenaardige van deze schakeling is in hoofdzaak hierin gelegen, dat de transformator 5 zoodanig is gewonden, dat de draaggolf, komende uit 3, niet kan treden in de inkomende keten. De draaggolf blijft dus geheel ter plaatse, waar hij zijn werk moet verrichten.

Een mengelmoes van verschillende draaggolven en hoogfrequente seinen kan dus bij de inkomende ketens nooit ontstaan, (voor het ontvangen van een aantal telefoongesprekken moet men natuurlijk

een aantal van deze duplex-schakelingen achter elkander in een keten opnemen).

Men kan daarom de verschillende draaggolven voor de verschillende telefoongesprekken een betrekkelijk gering frequentieverschil geven.

Een zeer merkwaardige oplossing geeft de B. T. M. in haar octrooi-aanvrage 11233 Ned. kl. 21a om de verschillende draaggolven voor zulk een bundel telefoongesprekken, die langs een geleiding gaan, op de juiste wijze in de respectievelijke überlagerers van de verschillende ontvang-toestellen tot stand te brengen.

Het vormt natuurlijk een moeilijkheid om die draaggolven elk de juiste frequentie te geven en ook om deze de juiste frequentie te doen behouden, want het spreekt van zelf, dat in de gesuprimeerde draaggolven, die door de geeftoestellen worden uitgezonden, altijd kleine veranderingen in frequentie kunnen optreden, welke men in de ontvangtoestellen nauwkeurig moet volgen.

In fig. 11 en 12 is deze oplossing in principe weergegeven.

Dit principe bestaat hierin, dat men alle verschillende draaggolven afleidt uit één grondtrilling, die b.v. een trilling kan zijn van 3000 perioden.

Deze grondtrilling wordt geleid naar een harmonischen generator, welke bestaat uit een drie-electrodenlamp, die werkt in het gebogen deel van de karakteristiek. De grondtrilling wordt daardoor sterk vervormd, zoodat allerlei hoogere harmonischen ontstaan. Er ontstaan dus behalve de grondtrilling ook trillingen van 9000, 12000 enz. perioden. Deze trillingen worden als draaggolven gebruikt, zoodat op elk van hen een telefoongesprek wordt gemoduleerd. Daartoe worden deze trillingen eerst uit den harmonischen generator afgescheiden door middel van resonantie-ketens, welke op die verschillende frequenties zijn afgestemd, waarna die trillingen op de gebruikelijke wijze worden gemoduleerd.

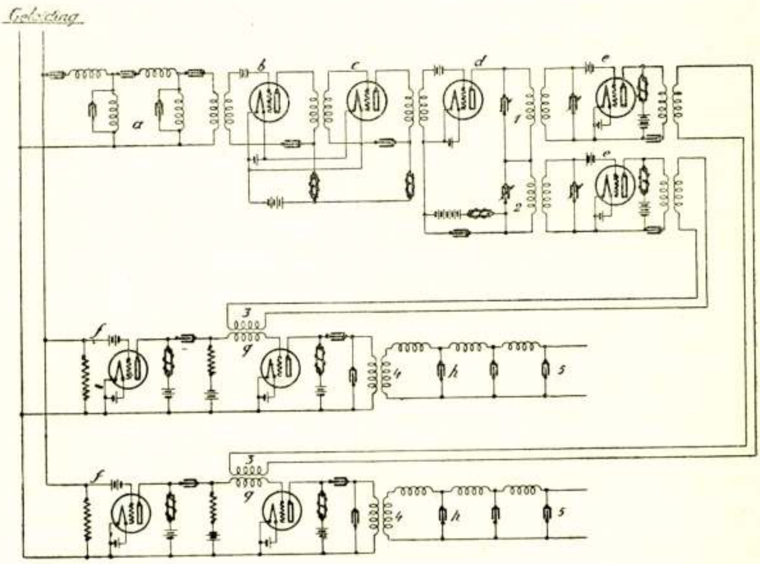
De verschillende gemoduleerde draaggolven worden langs de geleiding gezonden, terwijl tevens de grondtrilling wordt medegestuurd, (wanneer men eventueel draadloostelefonisch werkt, kan men de grondtrilling mede uitzenden, door haar evenals het gesprek op de draaggolf te moduleeren). Op de ontvangplaats van het andere eind van de geleiding vangt men de grondtrilling op, en leidt men deze naar een harmonischen generator, die congruent is aan die van het geefstation. Men maakt dus in het ontvangstation weer draaggolven van 6000, 9000, 12000 trillingen, enz., om deze naar de verschillende ontvangstüberlagerers te voeren.

Men heeft hierdoor bereikt, dat men verzekerd kan zijn, dat

automatisch in de überlagerers de juiste frequenties aanwezig zijn, die dezelfde veranderingen doormaken, als voorkomen in de draaggolven van het geefstation.

In fig. 11 is het meervoudig hoogfrequent geefstation geteekend en in fig. 12 het ontvangstation.

Met voorbijgaan van details is in fig. 11 a de generator, waarin de grondtrilling wordt gegenereerd. Deze grondtrilling wordt, na de versterker b te zijn gepasseerd, overgedragen aan den harmonischen generator c, welke er als een gewone lampversterker uitziet. Het eenige verschil is, dat er gezorgd wordt, dat deze lampversterker sterk wordt overbelast. Men krijgt zoodoende een sterk vervormde stroomkromme, waarin hoogere harmonischen voorkomen.



figuur 12

De vervormde stroomtrillingen gaan dan naar de versterker d, waarin in de anodeketen een aantal trillingsketens voorkomen, die op de verschillende hoogere harmonischen zijn afgestemd. Als voorbeeld zijn twee kringen 1 en 2 geteekend, die op twee verschillende hoogere harmonischen worden afgestemd.

De trillingen van kring 1 worden overgedragen aan de bovenste versterker f en de trillingen van den kring 2 aan de onderste versterker f.

De beide harmonischen zijn dus gescheiden. Ieder voor zich

wordt naar een filter g geleid, waardoor alle ongerechtigheden worden tegengehouden.

De gezuiverde draagtrillingen gaan daarna naar de modulatoren, die van het type zijn, dat in fig. 8 werd beschreven. De draagtrillingen treden via de transformatoren 7 en 8 de modulatoren binnen, terwijl de te moduleeren telefoongesprekken langs de geleidingen 5 en 6 worden aangevoerd.

De gemoduleerde draaggolven gaan ieder door een filter k, waarin ongewenschte laagfrequente bijmengselen worden tegengehouden. Deze filters k zijn bandfilters, die zoo zijn gedimensioneerd, dat de juiste frequenties worden doorgelaten.

De beide gemoduleerde en gefiltreerde draaggolven worden dooreengemengd langs de eigenlijke telefoongeleiding gevoerd, nadat eerst de grondtrilling er nog bij is gevoegd.

Deze grondtrilling komt via den transformator 1 van de versterker k en wordt eerst nog ter zuivering door een filter h gevoerd, waarna de gezuiverde grondtrilling over den transformator 4 naar de telefoongeleiding wordt overgebracht. De telefoongeleiding langs gaande, wordt het ontvangstation, zie fig. 12, bereikt.

Aan het begin van de geleiding ziet men eerst het filter a, dat alleen de grondtrilling doorlaat en de rest tegenhoudt. Deze grondtrilling wordt daarna in den versterker b versterkt en daarna naar den harmonischen generator c geleid, die juist zoo is ingericht, als in fig. 11. Met den harmonischen generator is weer een versterker d verbonden, die twee hoogere harmonischen er uit haalt door middel van de resonantiekringen 1 en 2. De beide harmonischen worden vervolgens versterkt in den versterker e en daarna ter überlagerung geleid naar den detector g. De filters, die zij eerst allicht passeeren, zijn in de figuur weggelaten.

De detectoren g zijn gewone lampdetectoren; het hadden ook zeer goed duplex-detectoren kunnen zijn volgens fig. 10.

De hoogfrequente seinen komen eerst in de versterkers f om daarna naar de respectievelijke detectoren te worden geleid.

In ieder ontvangtoestel wordt nu slechts hoorbaar het gesprek, dat bij de überlagerte draaggolf behoort. Dit hoorbaar gesprek wordt via de filters h aan de respectievelijke ontvangtoestellen 5 en 6 afgegeven.

De filters h zijn bandfilters, die slechts hoorbare frequenties doorlaten.

De versterkers f hebben bovendien de gewichtige functie, te beletten, dat de überlagerte draaggolf in de telefoongeleiding doordringt, waardoor een mengelmoes zou ontstaan. Een versterker

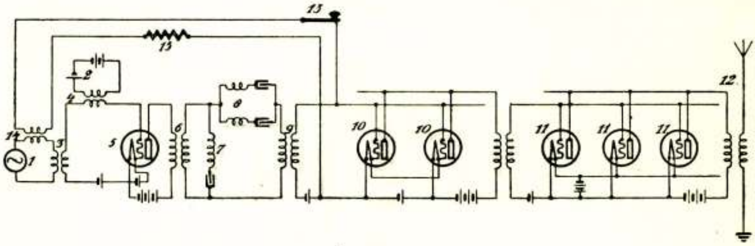
laat nl. in één richting stroom door en belet terugwerking.

De harmonische generator is door de B. T. M. volledig geoctrooieerd in de octrooiaanvrage 11680 Ned. kl. 21a.

Een eigenaardige toepassing van de constante draaggolf wordt gevormd door de methode om gelijktijdig draadloos te telegrafeeren en te telefoneeren op één golflengte.

In de octrooi-aanvrage No. 8910 van de B. T. M. wordt dit onderwerp behandeld.

In fig. 13 en 14 is het schema weergegeven, fig. 13 is de geef-, fig. 14 de ontvanginrichting. 1 is de generator voor de hoogfrequente draagtrillingen, welke over den transformator 3 aan den modulator 5 worden afgegeven. 2 is de microfoonketen, welks laagfrequente trillingen met de hoogfrequente trillingen van den generator worden gemengd om in 5 te worden gemoduleerd. De draagtrilling wordt onderdrukt. Volgens het schema vindt zulks ditmaal plaats door resonantie-uitzeving. 8 is een stroomresonantie-



figuur 13

keten op de draagtrilling afgestemd en 6 en 7 vormen tezamen een spanningsresonantieketen, eveneens op de draagtrilling afgestemd. Door den transformator 9 gaat dus slechts de zuivere modulatie, daar de draagtrilling wordt tegengehouden.

Natuurlijk had hier eveneens één van de besproken duplexmodulatoren kunnen zijn toegepast.

De zuivere modulatie wordt door de twee parallel geschakelde versterkers 10 versterkt en daarna nogmaals door de drie parallel geschakelde versterkers 11, waarna de golven aan de antenne 12 worden medegedeeld om te worden uitgestraald.

Inmiddels is echter de draagtrilling van uit den transformator 14, via den weerstand 15 en den sleutel 13, toch weer aan de versterkers 1 toegevoerd, waarbij, door middel van den sleutel 13, kan worden getelegrafeerd. Telegram en telefoongesprek worden zoodoende te zamen door de antenne uitgestraald.

Eerst heeft men dus de draagtrilling onderdrukt, om haar daarna weer toe te voegen van telegraafteekens voorzien.

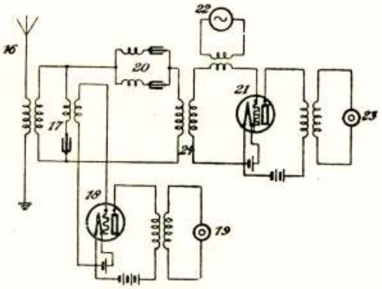
De weerstand 15 moet een hooge waarde hebben om te voorkomen, dat de versterkers 10 door den sleutel 13 worden kortgesloten.

De uitgestraalde energie komt in fig. 14 de antenne 16 binnen. Het met de antenne verbonden complex bevat weer een spanningsresonantieketen 17 en een stroomresonantieketen 20, die beide op de draagfrequentie zijn afgestemd.

De draagtrilling verblijft dus in de keten 17 en wordt belet naar den transformator 24 te gaan. Hierheen gaat dus slechts de zuivere modulatie, die het telefoongesprek bevat, welke modulatie door middel van den detector 21 in geluid wordt omgezet, dat in den ontvanger 23 wordt weergegeven.

22 is een überlagerer, welke de draagtrilling toevoert, welke noodig is om het telefoongesprek te formeeren.

Verder gaat de draagtrilling, welke het telegram bevat, van de keten 17 naar den detector 18, welke het telegram te voorschijn brengt, dat in 19 wordt opgenomen.




figuur 14

Na kennisneming van de verstrekkende toepassingen, die hierboven werden uiteengezet, dringt zich de vraag op: hoe komt men aan de gemoduleerde telefonische klanken met constante draaggolf? Men komt er toe om deze vraag te stellen, daar het een feit is, dat men de gebruikelijk draadlooze telefonie niet met überlageren ontvangen kan. Als men zulks poogt, krijgt men wel een sterk, maar zeer vervormd geluid, dat in de meeste gevallen niet meer te verstaan is. Ook als men met te sterke terugkoppeling ontvangt, treedt dit zelfde bezwaar al in.

Soms schijnt het, alsof men wel genereerend ontvangen kan, doordat de terugkoppeling zoo sterk is ingesteld, dat men zwak genereert. Men moet daarbij echter bedenken, dat het genereeren vaak ophoudt op het oogenblik, dat een sterk signaal intreedt.

De reden, dat men de gebruikelijke draadlooze telefonie niet met überlagerung ontvangen kan, schijnt dus gelegen te zijn in de omstandigheid, dat de draaggolf niet constant is. De oorzaak hiervoor zou, naar het lijkt, gelegen kunnen zijn in het feit, dat bij de gebruikelijke methoden, zooals die in den aanhef werden besproken, de modulator en de generator in één toestel zijn vereenigd.

De plaats, waar de draaggolf wordt gevormd, wordt voortdurend door spreekstroomen beïnvloed.

Het is algemeen bekend, dat iedere beïnvloeding van een generator, hetzij direct, inductief of capacitief, de frequentie van de genereerde golf verandert. Vooral bij zeer korte golven is het minste of geringste voldoende om groote verschillen in de frequentie teweeg te brengen, verschillen, die zelfs ver boven de hoorbare frequenties uitgaan.

Hoewel nu bij langere golven die gevoeligheid minder wordt, liggen de verschillen toch allicht in de lage toonfrequenties, hetgeen genoeg is om een inconstantheid van een draaggolf te veroorzaken, die überlagerung belet.

Daarom schijnt het aangewezen om de draaggolf in een geheel afzonderlijken lampgenerator op te wekken en dan die draaggolf te leiden naar een afzonderlijken modulator.

Om de terugwerking van den modulator op den generator geheel te voorkomen, kan men de draaggolf, alvorens deze naar de modulator te voeren, eerst versterken in een gewone lampversterker, (natuurlijk zonder terugkoppeling). Deze versterker doet dan tevens dienst als scheidingsinrichting, daar zij slechts in één richting stroom doorlaat en zoodoende terugwerking belet.

Men kan zich het geheel zoo denken, dat men eerst in kleine lampen de modulatie naar de eischen tot stand brengt, om daarna door successievelijke versterking grootere energie te bereiken.

Hoewel uit de octrooischriften van de B. T. M. nog ondergeschikte punten naar voren zouden zijn te brengen, willen we liever ter vermijding van overlading, aan belangstellenden aanraden de octrooischriften zelf te raadplegen.

De aandacht zij hierbij ook gevestigd op de octrooiaanvragen van de B. T. M. No. 11356 Ned. kl. 21a en 11647 Ned. kl. 21a.

Deze aanvragen staan terzijde van ons onderwerp en hebben betrekking op een methode, om een groot aantal gesprekken over een geleiding te zenden, door middel van meervoudige modulatie, waarbij een telefoongesprek eerst op een draagtrilling wordt gemoduleerd, waarna deze modulatie nogmaals op een hoogfrequen-

tere draaggolf wordt gemoduleerd en in de tweede plaats op een brugschakeling, welke moet voorkomen, dat de uitgezonden trillingen het eigen ontvangapparaat bereiken. Bij dit laatste is principieel gepatenteerd het gebruik van een kunstmatige geleiding, welke uit een zuivere Ohmsche weerstand bestaat, die voor alle frequenties dezelfde is.

De prioriteit van deze laatste aanvraag dateert in ons land van 29 Maart 1919. Het zal dus de vraag zijn, of dit punt, dat door Prof. Dr. Wagner onlangs bij zijn interessante voordracht voor de vakafdeeling electrotechniek aan het Kon. Instituut is ter sprake gebracht, niet reeds is geanticipeerd door de baanbrekende onderzoekingen van de Amerikaansche firma.

Door de uiteenzetting, die we hier hebben gegeven, hopen we de overtuiging te hebben gewekt, dat door de B. T. M. belangrijk werk is verricht op het gebied van de hoogfrequentie-telefonie, zoowel draadloos als langs geleidingen, welk werk de aandacht verdient van ieder, die met dezen tak van techniek bemoeiïng heeft. Hoewel octrooi-materie en realiteit dikwijls verre van elkander staan, krijgt men in dit geval den indruk, dat in de machtige laboratoria van de Amerikaansche wereldfirma dingen worden voorbereid, die op een gegeven oogenblik het grootere publiek in verrassing zullen brengen.

Voor vakkringen schijnt het mij aangewezen, hun studie te richten op de materie, die hierboven ter sprake is gebracht.

Hoewel de Amerikaansche voorsprong geweldig is, wil het mij toeschijnen, dat moet worden getracht althans eenige punten op dit terrein te bezetten. Wel zal dit moeilijk zijn, daar de menigvuldige octrooien van de B. T. M. van octrooi-technisch standpunt bezien, met groote knapheid in elkander zijn gezet.

Gaarne hopen we, dat de gegeven uiteenzetting bevorderlijk moge zijn, dat men ook hier de studie op dat gebied ter hand neemt, ook al zouden daardoor de beschouwingen, welke werden toegevoegd, blijken niet geheel houdbaar te zijn.

# BOEKBESPREKING

## Radiotelegraphisches Praktikum von Rein—Wirtz

De lang-verbeide 3de uitgave van Rein's Praktikum is eindelijk verschenen, geheel omgewerkt door Prof. K. Wirtz te Darmstadt, denzelfden die Rein's Leerboek bezorgde.

Daar de 2de uitgave van het Praktikum van 1912 dateerde, kon men verwachten dat de nieuwe uitgave van 1921 veel meer uitgebreid zou zijn; dat met name de onderzoekingen van en met trioden en trioden-apparaten hierin een ruime en haar waardige plaats zouden vinden.

Wat dat betreft nu heeft het nieuwe practicum de stoutste verwachtingen overtroffen.

De vergelijking van deze uitgave met de vorige geeft wel een beeld van de geweldige vooruitgang, die de radiotechniek in de oorlogsjaren heeft ondergaan!

Waar het oude practicum 209 pagina's en 170 figuren telde, bevat deze nieuwe uitgave 524 bladzijden en 432 figuren. De omvang is dus ongeveer $2^1/_2$ maal zoo groot geworden.

Men vraagt zich af of hier nog van een practicum kan worden gesproken. M. i. dient een practicum een handig boek te zijn voor het laboratorium, handig zoowel wat betreft formaat als wat betreft den inhoud. De theorie moet bekend worden verondersteld; voor ophelderingen moet dienaangaande verwezen worden naar een parallel-loopend leerboek; uitvoerig moet echter worden ingegaan op het onderzoek van en de metingen aan installaties, toestellen en onderdeelen; ook het belang van de meting dient te worden aangeduid. Verder dient een practicum physische en technische tabellen te bevatten van practische gegevens.

Nu zal men in het practicum van Rein-Wirtz tevergeefs zoeken naar een tabel van diëlectriciteitsconstanten, wel echter methoden beschreven vinden om die te meten; men beschrijft methoden tot het meten van doorslagspanningen van diëlectrica, doch geeft geen gegevens betreffende redelijkerwijs dienaangaande aan diëlectrica te stellen eischen.

Ik zeide reeds dat m. i. een practicum een boek moet zijn van

handig formaat ook; deze derde uitgave is wel wat te groot geworden: het boek is te dik. Dit komt doordat het bijna leerboek is. Prof. Wirtz vervulde daarmede een wensch van Rein, hetgeen uit zijn voorwoord moge blijken:

„.... Neu hinzugekommen sind ferner Erläuterungen über Auf-
„bau, Wirkungsweise und Handhabung der wichtigeren Sende- und
„Empfangsgeräte wodurch, ebenfalls einem Wunsche Reins ent-
„sprechend, die Selbständigkeit des Buches gegenüber seinem zur
„Zeit vergriffenen Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie noch mehr
„zum Ausdruck gebracht ist und es vorläufig als Ersatz bis zum
„Erscheinen der in Vorbereitung befindlichen Neuauflage des Lehr-
„buchs dienen kann".

Hiermede is het geheim opgelost, maar, waar de nieuwe, en naar ik vernomen heb, zeer veel meer uitgebreide nieuwe uitgave van het Leerboek niet zoo heel lang meer op zich schijnt te zullen laten wachten, wil het mij voorkomen dat het nieuwe practicum nog meer aan zijn bestemming zou hebben voldaan indien alles weggelaten ware wat des leerboeks is, en indien het ruim voorzien ware geweest van boven reeds genoemde tabellen.

Maar wat dan ook het practicum biedt aan de beschrijving van de methoden ter verrichting van alle mogelijke metingen en onderzoekingen op het gebied der radiotechniek, vindt zijn wedergade niet in, zoomin in Duitschland zelven als in de Engelsche, Fransche en Amerikaansche literatuur. En dit geldt zoowel voor het aantal methoden dat gegeven is als voor de duidelijke wijze (toegelicht met de ons van vroeger bekende prachtig geteekende schema's) waarop die methoden uiteengezet worden.

Met uitzondering van de metingen aan telefoniezenders kan gezegd worden dat het boek het nieuwste bevat wat in de literatuur tot heden is verschenen.

Na een korte inleiding over zend- en ontvangsystemen begint het werk thans met de beschrijving van de hulptoestellen, een uitbreiding van het vroegere hoofdstuk E over Hochfrequenzgeneratoren, Transformatoren, Unterbrecher.

In dit hoofdstuk „Hilfsgeräte" worden beschreven de werking van en het werken met stroombronnen voor audio-frequentie, als zoemers en wisselstroommachines; van stroombronnen voor radiofrequentie, als zoemeraanstooting, vonkaanstooting, booglampen, trioden, hoogfrequentiemachines, frequentietransformatoren. Verder worden in dit hoofdstuk weerstanden behandeld en den invloed van capaciteiten daarop toegelicht; voorts behandelt het galvanometers en telefonen.

Dan komt het hoofdstuk over „Capaciteiten", waarmede de 2de druk vrijwel begon, alsmede van Inducties, Koppelingen, Golflengten, Dempingen.

Op dit gebied zijn nieuwe methoden toegevoegd aan de uit de 2de uitgave reeds bekenden. Zoo vindt men nu een methode van Martens ter bepaling van de eigengolflengte van een antenne; waar de 2de druk voor het meten van de antenne-demping en de antenneweerstand slechts de methode van Eskine-Murray vermeldde, worden thans behalve deze methode, die van de Groot en van Braun en Rausch von Traubenberg gegeven.

Het meten van de capaciteiten en van de zelfinductie van een antenne werd tot nu toe slechts behandeld volgens de methode van de verlenging of verkorting: thans vindt men beschreven een methode van de Groot, van Fischer, van Behnken, van Bakhuis en van Scheller.

Het meten van frequentie's (en golflengten) is ook uitgebreider behandeld; de z.g. heterodyne-golfmeter tot het meten van de lengte van ongedempte golven echter mist men; één regel wijst slechts op de mogelijkheid, een ontvanggenerator (Ueberlagerer) als golfmeter te gebruiken.

Bij de beschrijving van het meten van weerstanden zoekt men tevergeefs naar de beschrijving en het gebruik van een practischen meetzender.

Na het voorgaande volgen 9 nieuwe ingelaschte hoofdstukken, resp. over het meten van stroomen; spanningen; energieën; het analyseeren van trillingen met oscillograaf, buis van Braun, enz; het onderzoek van isoleerende stoffen en isolatoren op diëlectriciteitsconstante, diëlectrische verliezen, doorslagspanning, isolatievermogen, enz.; ijzeronderzoek voor hooge frequentie; weerstanden van spoelen; vonkbanen; antennen.

Het in deze hoofdstukken behandelde is een logische indeeling van veel wat vroeger in diverse andere hoofdstukken verspreid was; het bevat echter aanzienlijk veel meer.

Het vroegere laatste hoofdstuk: „Bouw van het zend- en ontvangstation", is thans verdeeld over 6 hoofdstukken: een inleiding, zenders, golfindicatoren, ontvanginrichtingen, radiotelefonie, en peilstations. De beide laatstgenoemde hoofdstukken zijn zeer beknopt en hadden in dit practicum gevoegelijk kunnen worden weggelaten; het hoofdstuk „zenders" is aanzienlijk uitgebreid door de uitvoerige behandeling van triodenzenders en het onderzoek van trioden; het hoofdstuk „golfindicatoren" was vroeger opgenomen in „Ontvangers en haar schakelingen", maar is uitgebreid met de

behandeling van trioden- en triodenversterkers; het hoofdstuk „Ontvanginrichtingen" is nieuw en kan men ongeveer zoo vinden in het Leerboek van Rein, behalve dan de uitbreiding, ondergaan door de beschouwingen over zwevings-ontvangst, raamontvangst, schrijfontvangst en het opnemen er in van tijd- en weerbericht-gegevens.

Dit hoofdstuk „Ontvanginrichtingen" is een typisch voorbeeld van wat m.i. grootendeels in een leerboek, niet in een practicum thuis behoort.

Uit het hierboven geschrevene moge blijken dat het nieuwe „Praktikum" in het bezit behoort te zijn van elk radio-ingenieur en radio-laborant.

Het werk is geheel als vroeger wat betreft de keurige verzorging van band, papier en druk. (Verlag von Julius Springer).

Wie het werk in Duitschland koopt betaalt ongeveer f 5.—; in ons land moet het f 15.60 kosten. Commentaar overbodig.

H. NORDLOHNE.

UTRECHT, 26 Mei 1921.

# TRILLINGSHYSTERESIS BIJ EEN TRIODEGENERATOR MET TWEE GRADEN VAN VRIJHEID

DOOR

BALTH. VAN DER POL Jr.

*Lezing gehouden voor het Genootschap op 17 Sept. 1921 te A'dam.*

Wanneer twee enkelvoudige trillingsketens hetzij magnetisch, elektrisch of galvanisch met elkaar gekoppeld zijn, dan bezit het geheele systeem, zooals bekend is, twee graden van vrijheid. Er zijn n.l. in een dergelijk systeem twee wijzen van trillen mogelijk: het kan trillen met de eene der beide koppelingsfrequenties en zal daarbij een demping hebben die vast bij die koppelingsfrequentie behoort en door de differentiaalvergelijking wordt gegeven, òf het kan trillen met de andere koppelingsfrequentie en de daarbij behoorende demping. Maar, en dit zal in het algemeen het geval zijn, het systeem kan ook trillen in beide trillingswijzen tegelijkertijd en daarbij kan de eene trillingswijze meer of minder ontwikkeld zijn dan de andere. De verhouding van de aanvangsamplituden der beide trillingswijzen hangt in een dergelijk geval slechts af van de beginvoorwaarden, d.w.z. van de wijze waarop het systeem in trilling wordt gebracht. Daarna zal elk van de beide trillingen ongestoord door de ander vrij in beide ketens „uitklinken".

Maakt nu echter een van deze beide trillingsketens deel uit van een triodegenerator, dan ligt de vraag voor de hand: welke van de beide trillingswijzen, dus welke van de twee mogelijke frequenties, zal het systeem onder gegeven omstandigheden voortbrengen, òf is het wellicht mogelijk dat ook hier evenals in het eerste geval beide trillingswijzen zich tegelijk voordoen, dat derhalve het systeem zal trillen met twee frequenties tegelijkertijd? Het antwoord wordt gegeven door het experiment.

Wanneer bijv. een triode-systeem met twee graden van vrijheid eenmaal trilt in de éene trillingswijze en men vergroot daarop, door middel van een variabelen condensator, geleidelijk den natuur-

lijken trillingstijd van de tweede keten, dan vindt men dat op een gegeven punt plotseling de eerste trillingswijze voor de tweede plaats maakt; verkleint men vervolgens den trillingstijd van de tweede keten, door de secundaire capaciteit thans te verkleinen, dan handhaaft zich aanvankelijk de tweede trillingswijze, maar voor een waarde der secundaire capaciteit die aanmerkelijk kleiner kan zijn dan die waarbij de eerste sprong plaats vond, wordt plotseling, óók weer discontinu, de tweede trillingswijze verdrongen door de eerste. Aldus doet zich een verschijnsel voor dat men met den naam van trillingshysteresis kan aanduiden en dat, afgezien van het belang voor de techniek, in een algemeen physisch opzicht merkwaardig is.

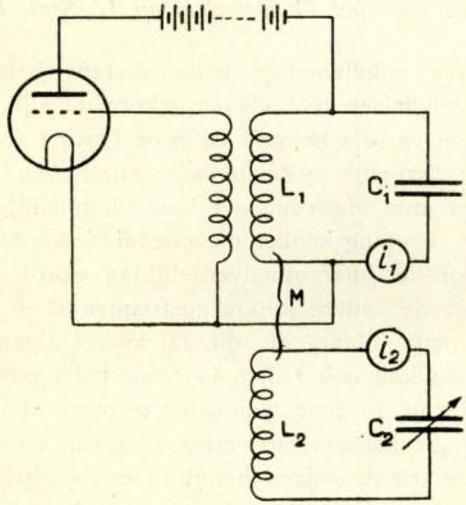



Fig. 1

Het beschreven verschijnsel, dat in Duitschland „ziehen'' wordt genoemd, kan experimenteel worden onderzocht met een eenvoudige schakeling als in fig. 1 waar een trillingsketen $L_2$ $C_2$ is voorgesteld magnetisch gekoppeld door middel van de wederkeerige inductie $M$ met de keten $L_1$ $C_1$ die deel uit maakt van een triode generator. We nemen waar de aanwijzingen van de thermische ampèremeters $i_1$ en $i_2$, wanneer

1ste, $C_2$ gebracht wordt van een kleine waarde, via resonantie ($L_2$ $C_2 = L_1$ $C_1$), tot een grootere waarde, en

2de, wanneer vervolgens $C_2$ teruggebracht wordt, door resonantie, naar de oorspronkelijke kleine waarde.

Het aldus verkregen verband tusschen $i_1$ en $\omega^2_2$ ($= \frac{1}{L_2\, C_2}$) eenerzijds en $i_2$ en $\omega^2_2$ anderzijds is weergegeven in figuren 2 en 3 waar de pijlen de volgorde der waarnemingen aangeven. Met behulp van een frequentiemeter (golfmeter) of op andere wijze vindt men dat gedurende het deel der proef, voorgesteld in beide figuren door de lijn *EFB*, het systeem met de hoogste der beide koppelings-frequenties trilt, terwijl het gedeelte voorgesteld door D C A wordt doorloopen met trillingen met de laagste koppelingsfrequentie. Bij de punten *B* en *A* doen zich derhalve discontinuïteiten voor in de wijze van trillen die gepaard gaan met sprongen zoowel in de frequentie als in de amplituden der stroomen. Maar voorts blijkt ook uit deze figuren dat het systeem de neiging heeft zoo lang mogelijk te blijven trillen in den trillingsvorm die het reeds heeft, ofschoon de andere trillingswijze, voor dezelfde waarde van den veranderlijken parameter $C_2$, zooals uit den teruggaanden tak blijkt, ook bestaanbaar is.

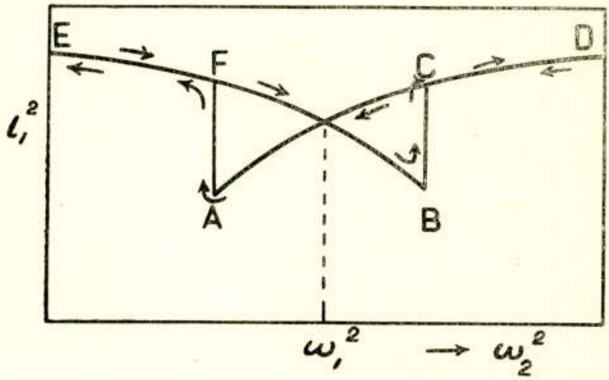



Fig. 2

Het beschreven verschijnsel werd door den schrijver opgemerkt in Februari 1920, maar het kwam ons voor dat geen bevredigende theorie ervan kon worden gegeven tenzij eerst eenige vorderingen waren gemaakt in de theoretische behandeling van niet-lineaire trillingsverschijnselen. Want het is duidelijk dat, wanneer het probleem behandeld wordt met lineaire vergelijkingen, het beginsel van „superpositie der oplossingen" toegepast kan worden, waarbij, evenals in het voorbeeld der beide gekoppelde trillingsketens zonder triode, de eene trillingswijze geheel onbeïnvloed door de andere, bestaan kan. Het is derhalve verrassend, dat, ofschoon reeds ver-

schillende theoretische bijdragen [1]) tot ons propleem zijn verschenen, alle schrijvers, voor zoover we kunnen nagaan, zich slechts tot een lineaire theorie van het verschijnsel bepalen. De oplossingen toch van de lineaire differentiaal vergelijkingen zijn in dit geval van den vorm

$$e^{\pm a t} \sin \omega t$$

en het hangt van het teeken van $a$ af of de bepaalde trillingswijze met de hoekfrequentie $\omega$ zal aanloopen of gedempt zal zijn. Maar of de aanloopende trilling zal worden onderhouden en of beide trillingswijzen al of niet zich gelijktijdig zullen voordoen en of plotseling de éene trillingswijze plaats moet maken voor de andere (wanneer een parameter geleidelijk veranderd wordt), en of onder omstandigheden een hysteresis-lus beschreven zal worden, deze vragen kunnen door een lineaire theorie *niet* worden beantwoord.

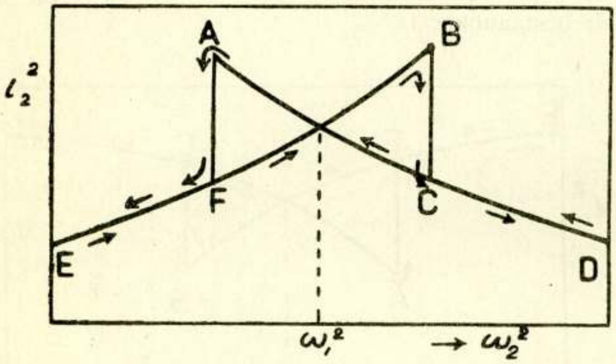



Fig. 3

Ten einde derhalve in de theorie de noodzakelijke wisselwerking tusschen gelijktijdig voorhandene trillingen te behouden, welke de stabiliteit van het systeem bepalen, mag men de niet-lineaire termen, welke zich in de vergelijkingen voordoen als gevolg van de krommingen der triode-karakteristieken, niet verwaarloozen.

Alvorens te trachten een niet-lineaire theorie van het onderhavige hysteresiseffect te ontwikkelen, zullen we eerst eenige

[1]) J. S. TOWNSEND, Radio Review I, 369, May 1920.
K. HEEGNER, Archiv für Elektrotechnik, IX, 127, 1920.
F. HARMS, Jahrb. für drahtl. Telegr. XV, 442, 1920.
H. VOGEL und MAX WIEN, Ann. der Physik LXII, 649, 1920.
H. G. MÖLLER, Jahrb. für drahtl. Telegr. XVI, 402, 1920.
H. PAULI, „ „ „ „ XVII, 322, 1921.
W. ROGOWSKI, Archiv für Elektrotechnik X, 1, 15, 1921.
Zie ook: MÖLLER, Die Elektronenröhre (Vieweg 1920).

opmerkingen over de te gebruiken terminologie laten voorafgaan.

De termen een of twee graden van vrijheid worden hier gebruikt als een uitbreiding van de beteekenis die hieraan gegeven wordt in de gewone lineaire theorie van trillingsverschijnselen. We zijn er ons wel van bewust dat bijv. te spreken van een systeem met één graad van vrijheid, dat voor een gegeven stel van parameters, met méér dan één stabiele amplitude kan trillen [1]) en waarbij zich een ander hysteresis verschijnsel voordoet, niet geheel bevredigend is, maar we hopen dat de beschrijving van het verschijnsel de bedoelde beteekenis voldoende duidelijk maakt.

Voorts zullen we onderscheid maken tusschen een „mogelijke" trilling en een trilling die praktisch verwezenlijkt kan worden. Met „mogelijk" bedoelen we hier een oplossing van onze differentiaalvergelijking die een trillingstoestand karakteriseert, waarbij de amplitude constant blijft. Het kan echter zeer wel gebeuren, dat een dergelijke trillingstoestand niet stabiel is en dus niet experimenteel kan worden verwezenlijkt. De stabiliteit van alle trillingsvormen (dit is juist een bijzonderheid die de niet lineaire theorie ons verschaft) zal echter steeds in detail worden nagegaan, zoodat men steeds kan bepalen of een „mogelijke" trilling zich àl of niet in de praktijk kan en zal voordoen.

Ten slotte is het duidelijk dat, wanneer men de secundaire keten maar los genoeg koppelt met de primaire triode-keten, een gewone resonantie-kromme met de tweede keten kan worden opgenomen, omdat onder die omstandigheden de reactie van de secundaire op de primaire keten kan worden verwaarloosd. Dit geval zullen we hier echter niet beschouwen, en we bepalen ons derhalve tot het hysteresis verschijnsel dat zich slechts voordoet bij enge koppeling.

Ten einde de analyse zoo veel mogelijk te vereenvoudigen, zullen we niet het schema van fig. 1 behandelen, doch een analoog schema, waarbij de magnetische koppeling is vervangen door een gelijkwaardige capacitieve koppeling. Bovendien zullen de serieweerstanden in de trillingsketens van fig. 1 vervangen worden door shuntweerstanden. Fig. 4 stelt dus ons fundamenteele schema voor. Aldus behouden we alle essentieele verschijnselen in de differentiaal-vergelijkingen, terwijl, door minder gecompliceerde phasebetrekkingen, den formules eenvoudiger vorm kan worden gegeven.

De equivalente $\left\{\begin{array}{l}\text{primaire}\\ \text{secundaire}\end{array}\right.$ capaciteit van de $\left\{\begin{array}{l}\text{primaire}\\ \text{secundaire}\end{array}\right.$ keten (fig. 4) is gegeven door

[1]) APPLETON and VAN DER POL, Phil. Mag. (Verschijnt binnenkort).

$$\frac{1}{C_1} = \frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_b}$$

$$\frac{1}{C_2} = \frac{1}{C_a} + \frac{1}{C_c}$$

terwijl het kwadraat van den koppelingscoëfficient, $k^2$, wordt voorgesteld door

$$k^2 = \frac{C_1\, C_2}{C_a^2}.$$

De hoekfrequentie $\left\{\begin{matrix}\omega_1\\ \omega_2\end{matrix}\right.$ van de $\left\{\begin{matrix}\text{primaire}\\ \text{secundaire}\end{matrix}\right.$ keten is voorts

$$\omega_1^2 = \frac{1}{C_1\, L_1},$$

$$\omega_2^2 = \frac{1}{C_2\, L_2}.$$

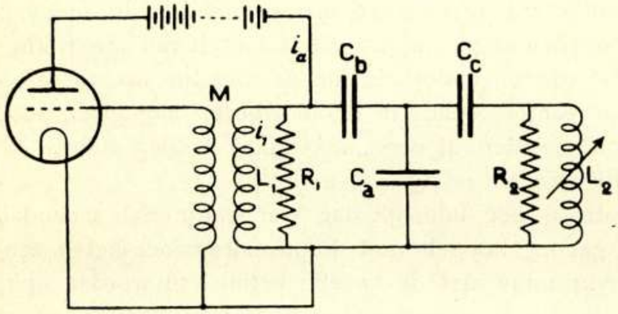



Fig. 4

De „dempingscoëfficient" $\left\{\begin{matrix}a_1''\\ a_2''\end{matrix}\right.$ van de $\left\{\begin{matrix}\text{primaire}\\ \text{secundaire}\end{matrix}\right.$ keten is gegeven door

$$a_1'' = \frac{1}{C_1\, R_1},$$

$$a_2'' = \frac{1}{C_2\, R_2}.$$

We noemen $i_a$ het veranderlijk deel van den anodestroom en $v_a$ het veranderlijk deel van den anodepotentiaal. De toepassing der wetten van Kirchhoff (met verwaarloozing der roosterstroomen) leidt tot de vergelijking

$$\frac{d^4 v_a}{d t^4} + (a_1'' + a_2'')\frac{d^3 v_a}{d t^3} + \left\{ \omega_1^2 + \omega_2^2 + (1 - k^2)\, a_1''\, a_2'' \right\} \frac{d^2 v_a}{d t^2} +$$
$$+ (1 - k^2)\, (\omega_1^2\, a_2'' + \omega_2^2\, a_1'')\, \frac{d\, v_a}{d t} + (1 - k^2)\, \omega_1^2\, \omega_2^2\, v_a =$$
$$= - \frac{1}{C_1} \left[ \frac{d^3 i_a}{dt^3} + a_2''\, (1 - k^2) \frac{d^2 i_a}{d t^2} + \omega_2^2 (1 - k^2) \frac{d\, i_a}{d t} \right] \quad . \quad (1)$$

Voorts merken we op dat (fig. 4)

$$v_a = L_1 \frac{d\,i_1}{d\,t}$$

en

$$v_g = -M \frac{d\,i_1}{d\,t},$$

waar $v_g$ de roosterpotentiaal voorstelt, zoodat er een constante verhouding bestaat tusschen de veranderlijke deelen van de anode- en roosterpotentialen, nl.

$$\frac{v_g}{v_a} = -\frac{M}{L_1}.$$

Ofschoon in het algemeen de anodestroom $i_a$ een functie is van zoowel den rooster-potentiaal als den anode-potentiaal, kunnen we derhalve den anodestroom hier voorstellen als een functie van den anode-potentiaal alleen. Een methode om deze functie $i_a = \psi(v_a)$ die de afgeleide- of trillings-karakteristiek genoemd kan worden, langs eenvoudigen weg experimenteel te bepalen, is vroeger reeds gegeven [1]). Zullen vrije trillingen mogelijk zijn, dan moet in het algemeen de helling van deze trillingskarakteristiek voor $v_a = 0$ een negatieve waarde hebben [2]), ofschoon ook wel bij een positieve waarde van deze helling voor $v_a = 0$ onderhouden trillingen zich kunnen voordoen [3]). We ontwikkelen voorts de trillingskarakteristiek in een reeks [4])

$$i_a = -\alpha' v + \beta' v^2 + \gamma' v^3 \; . \; . \; . \; . \; . \qquad (1^a)$$

waarbij de index van $v_a$, evenals verderop, is weggelaten.

Hier moge worden opgemerkt, waar trouwens vroeger reeds op werd gewezen, dat stabiele trillingen slechts mogelijk zijn met den karakteristiek ($1^a$) wanneer beide coëfficienten $\alpha'$ en $\gamma'$ positief zijn. Meer dan drie termen in den trillingskarakteristiek zijn niet noodig om de hysteresis verschijnselen te verklaren, ofschoon natuurlijk, ten einde de verschijnselen met een grootere mate van numerieke nauwkeurigheid te beschrijven, onder omstandigheden meer termen noodzakelijk kunnen zijn.

We definieeren voorts

---

[1]) APPLETON and VAN DER POL, Phil. Mag. XLII, 201, (1921).

[2]) De theorie van de dynatronwerking is derhalve een bijzonder geval van de hier behandelde.

[3]) Zie noot [1]) pag. 129.

[4]) VAN DER POL, Tijdschr. v. h. Ned. Radiogenootschap I, 1. (1920).

$$\frac{\alpha'}{C_1} - \alpha_1'' = \alpha_1$$

$$\alpha_2'' \qquad = \alpha_2$$

$$\frac{\beta'}{C_1} \qquad = \beta$$

$$\frac{\gamma'}{C_1} \qquad = \gamma$$

en nemen aan, in overeenstemming met de gebruikelijke elektrische afmetingen der ketens, dat het logarithmische initieele increment van de totale primaire keten (inclusief triode) en het logarithmische constante decrement der secundaire keten, klein zijn ten opzichte van de eenheid, d. w. z. dat dus

$$o < \frac{\alpha_1}{\omega_1} << 1,$$

$$o < \frac{\alpha_2}{\omega_2} << 1.$$

De substitutie van $\alpha_1$, $\alpha_2$, $\beta$ en $\gamma$ in (1) leidt tot

$$\frac{d^4 v}{dt^4} + (\alpha_2 - \alpha_1)\frac{d^3 v}{dt^3} + \left\{ \omega_1^2 + \omega_2^2 - (1-k^2)\,\alpha_1\,\alpha_2 \right\} \frac{d_2 v}{dt^2} +$$

$$+ (1 - k^2)\,(\omega^2_1\,\alpha_2 - \omega_2^2\,\alpha_1)\,\frac{dv}{dt} + (1 - k^2)\,\omega_1^2\,\omega_2^2\,v =$$

$$= - \left\{ \frac{d^3}{dt^3} + \alpha_2\,(1 - k^2)\frac{d^2}{dt^2} + \omega_2^2\,(1 - k^2)\frac{d}{dt} \right\} (\beta v^2 + \gamma v^3) \quad . \; . \; (2)$$

We verwaarloozen voorts alle $\alpha$'s waar ze voorkomen naast $\omega$'s en vinden zoodoende als fundamenteele differentiaal vergelijking voor het probleem.

$$\frac{d^4 v}{dt^4} + (\omega_1^2 + \omega_2^2)\,\frac{d^2 v}{dt^2} + (1-k^2)\,\omega_1^2\,\omega_2^2\,v +$$

$$+ (\alpha_2 - \alpha_1)\frac{d^3 v}{dt^3} + (1-k^2)\,(\omega_1^{\,2}\alpha_2 - \omega_2^2\,\alpha_1)\,\frac{dv}{dt} +$$

$$+ \left\{ \frac{d^3}{dt^3} + \omega_2^2\,(1 - k^2)\,\frac{d}{dt} \right\} (\beta\,v^2 + \gamma\,v^3) = o \quad . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

De algemeene oplossing van (3) schijnt niet mogelijk te zijn maar daar $\frac{\alpha_1}{\omega_1}$ en $\frac{\alpha_2}{\omega_2}$ klein mogen beschouwd worden, kan een benaderde oplossing van (3) gevonden worden.

In het algemeen mogen we verwachten, dat het systeem twee

trillingswijzen eigen is, en we zullen derhalve probeeren of aan (3) kan worden voldaan door een oplossing

$$v = a \sin \omega_{I} t + b \sin (\omega_{II} t + \lambda)$$

waarin $a$ en $b$ zekere onbekende functies van den tijd zijn, terwijl $\omega_{I}$ en $\omega_{II}$ nog onbekende frequenties voorstellen; $\lambda$ is een phase-constante.

Daar het increment en decrement der ketens klein is zal het aanloopen of wegsterven der trillingsamplituden steeds langzaam verloopen vergeleken met de trillingen zelf, dat is

$$\frac{da}{dt} \ll \omega_{I}\, a\,,$$

en

$$\frac{db}{dt} \ll \omega_{II}\, b\,.$$

We verwaarloozen derhalve tweede en hoogere differentiaal-quotienten van de amplituden $a$ en $b$ met betrekking tot den tijd. Zoodoende vinden we voor $v$, $\dot{v}$, $\ddot{v}$, $\dddot{v}$ en $\ddddot{v}$ de volgende uitdrukkingen

$$\left.\begin{aligned}
v &= a \sin \omega_{I} t + b \sin (\omega_{II} t + \lambda) \\
\dot{v} &= \omega_{I}^{2} a \cos \omega_{I} t + \dot{a} \sin \omega_{I} t + \\
&\qquad + \omega_{II}\, b \cos (\omega_{II} t + \lambda) + \dot{b} \sin (\omega_{II} t + \lambda). \\
\ddot{v} &= - \omega_{I}^{2} a \sin \omega_{I} t + 2\, \omega_{I} \dot{a} \cos \omega_{I} t - \\
&\qquad - \omega_{II}^{2} b \sin (\omega_{II} t + \lambda) + 2\, \omega_{II} \dot{b} \cos (\omega_{II} t + \lambda). \\
\dddot{v} &= - \omega_{I}^{3} a \cos \omega_{I} t - 3\, \omega_{I}^{2} \dot{a} \sin \omega_{I} t - \\
&\qquad - \omega_{II}^{3} b \cos (\omega_{II} t + \lambda) - 3\, \omega_{II}^{2} \dot{b} \sin (\omega_{II} t + \lambda). \\
\ddddot{v} &= \omega_{I}^{4} a \sin \omega_{I} t - 4\, \omega_{I}^{3} \dot{a} \cos \omega_{I} t + \\
&\qquad + \omega_{II}^{4} b \sin (\omega_{II} t + \lambda) - 4\, \omega_{II}^{3} \dot{b} \cos (\omega_{II} t + \lambda).
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Voorts moeten we beschouwen de niet-lineaire termen in (3), met $v^2$ en $v^3$. Deze termen brengen natuurlijk de noodzakelijkheid van boventonen en combinatietonen met zich, maar daar het increment en het decrement der ketens klein zijn, zal de invloed dezer niet lineaire termen op de oplossing voornamelijk bestaan in de beperking der amplituden. Immers zal de reeks, zoo mag men verwachten, die de amplitude der boventonen voorstelt, snel convergeeren, zoodat van den invloed van de boven- en combinatietonen op de amplitude der grondtoon in eerste benadering mag worden afgezien. Inderdaad kan de hier gegeven oplossing die tot een eerste benadering voert, worden uitgebreid, zoodat ook de amplituden en phasen der boven- en combinatietonen zouden kunnen worden bepaald.

We beperken ons echter tot een berekening der amplitude en

een beschouwing van de stabiliteit van den grondtoon en behouden derhalve van de termen met $v^2$ en $v^3$ slechts de deelen met frequenties $\omega_I$ en $\omega_{II}$, zoodat de term $\beta v^2$ geen invloed heeft op onze oplossing en verder kan worden weggelaten.

Beschouwen we echter

$$v^3 = \{ a \sin \omega_I t + b \sin (\omega_{II} t + \lambda) \}^3.$$

Hierin komen termen voor met frequenties als $\omega_I$, $\omega_{II}$, $3\omega_I$, $3\omega_{II}$, $\omega_I + 2\omega_{II}$, $2\omega_I - \omega_{II}$, $2\omega_I + \omega_{II}$ enz., maar we behouden slechts het deel met de frequenties $\omega_I$ en $\omega_{II}$. Derhalve kan voor $v^3$ worden geschreven

$$v^3 = \frac{3}{4} a (a^2 + 2b^2) \sin \omega_I t + \frac{3}{4} b (b^2 + 2a^2) \sin (\omega_{II} t + \lambda) \quad . \quad (5)$$

We merken bij deze uitdrukking op dat $b$ voorkomt in den coëfficient van $\sin \omega_I t$ en $a$ in den coëfficient van $\sin (\omega_{II} t + \lambda)$. Dit, voor onze theorie fundamenteele feit, laat duidelijk den wederkeerigen invloed zien van gelijktijdig aanwezige trillingen. Verder op zal worden gevonden *dat de aanwezigheid van één trilling in een triode systeem de ontwikkeling of het aanloopen van een andere trilling vermoeilijkt.* Wanneer meer dan drie termen in de trillingskarakteristiek worden opgenomen, wat aanbevelenswaardig is wanneer men de triode ingesteld heeft niet ongeveer in het midden doch op de onderste of bovenste kromming der $i_a$, $v_g$ karakteristiek, dan leert het experiment en ook een nadere theoretische beschouwing dat, onder omstandigheden die hier niet verder zullen worden nagegaan, de aanwezigheid van één trilling de ontwikkeling van een andere trilling in de hand kan werken. We bepalen ons echter tot de normale verschijnselen op het midden der karakteristiek.

Thans kunnen de uitdrukkingen (4) en (5) in (3) worden gesubstitueerd en aldus wordt een vergelijking verkregen die verkort kan worden geschreven:

$$A \sin \omega_I t + B \sin (\omega_{II} t + \lambda) + C \cos \omega_I t + D \cos (\omega_I t + \lambda) = 0 \quad (5a)$$

Hierin zijn $A$, $B$, $C$ en $D$ functies van de onbekenden $\omega_I$, $\omega_{II}$, $a$ en $b$, maar zij bevatten ook nog $\frac{da}{dt}$, $\frac{db}{dt}$, $\frac{da^3}{dt}$, $\frac{db^3}{dt}$.

Aan (5a) nu kan slechts voldaan worden door

$$\left. \begin{aligned} A &= 0 \\ B &= 0 \\ C &= 0 \\ D &= 0 \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (5b)$$

te stellen, en op deze wijze worden 4 vergelijkingen voor de 4 onbekenden

$$\omega_{\mathrm{I}},\ \omega_{\mathrm{II}},\ a \text{ en } b$$

verkregen.

De uitdrukkingen $A$ tot $D$ bevatten echter termen van verschillende grootte-orde, n.l.

eerste grootte-orde: $\omega^4 a,\ \omega^4 b$

tweede grootte-orde: $\alpha\,\omega^3 a,\ \gamma\,\omega^3 a^3,\ \omega^3 \dot{a} \ldots$ enz.

derde grootte-orde: $\alpha\,\omega^2 a,\ \gamma\,\omega^2 \dfrac{d a^3}{d t},\ \alpha\,\omega\,\dot{a} \ldots$ enz.

en termen van de derde en hoogere grootte-orde zullen worden verwaarloosd.

(5b) geeft ons op deze wijze ter bepaling van $\omega_{\mathrm{I}}$, $\omega_{\mathrm{II}}$, $a$ en $b$ de volgende vier vergelijkingen:

$$(6a)\quad \omega_{\mathrm{I}}^4 - \omega_{\mathrm{I}}^2(\omega_1^2+\omega_2^2) + (1-k^2)\,\omega_1^2\omega_2^2 = 0$$

$$(6b)\quad \omega_{\mathrm{II}}^4 - \omega_{\mathrm{II}}^2(\omega_1^2+\omega_2^2) + (1-k^2)\,\omega_1^2\omega_2^2 = 0$$

$$(7a)\quad 2(\omega_1^2+\omega_2^2-2\,\omega_{\mathrm{I}}^2)\frac{d a}{d t} + \left\{(1-k^2)(\omega_1^2\alpha_2-\omega_2^2\alpha_1) + \right.$$
$$\left. + \omega_{\mathrm{I}}^2(\alpha_1-\alpha_2)\right\} a + \frac{3}{4}\gamma\, a\,(a^2+2\,b^2)\left\{\omega_2^2(1-k^2)-\omega_{\mathrm{I}}^2\right\} = 0$$

$$(7b)\quad 2(\omega_1^2+\omega_2^2-2\,\omega_{\mathrm{II}}^2)\frac{d b}{d t} + \left\{(1-k^2)(\omega_1^2\alpha_2-\omega_2^2\alpha_1) + \right.$$
$$\left. + \omega_{\mathrm{II}}^2(\alpha_1-\alpha_2)\right\} b + \frac{3}{4}\gamma\, b\,(b^2+2\,a^2)\left\{\omega_2^2(1-k^2)-\omega_{\mathrm{II}}^2\right\} = 0.$$

(6a) en (6b) geven direkt de koppelingsfrequenties $\omega_{\mathrm{I}}$ en $\omega_{\mathrm{II}}$, terwijl (7a) en (7b) ons in staat stellen niet alleen de stationaire amplitude $a_s$ en $b_s$ te vinden, maar bovendien hun stabiliteit te bepalen.

Daar (6a) en (6b) denzelfden vorm hebben is het noodzakelijk één wortel voor $\omega_{\mathrm{I}}$ en de andere voor $\omega_{\mathrm{II}}$ vast te leggen. We kiezen

$$\left.\begin{aligned}\omega_{\mathrm{I}}^2 &= \frac{1}{2}(\omega_1^2+\omega_2^2) + \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_1^2+\omega_2^2)^2-4\,(1-k^2)\,\omega_1^2\omega_2^2},\\ &\text{en}\\ \omega_{\mathrm{II}}^2 &= \frac{1}{2}(\omega_1^2+\omega_2^2) - \frac{1}{2}\sqrt{(\omega_1^2+\omega_2^2)^2-4\,(1-k^2)\,\omega_1^2\omega_2^2}\end{aligned}\right\}\quad(8)$$

waarin we de vierkantswortels positief zullen nemen, zoodat

$$\omega_{\mathrm{I}}^2 > \omega_{\mathrm{II}}^2,\ \omega_1^2,\ \omega_2^2$$

en

$$\omega_{\mathrm{II}}^2 < \omega_{\mathrm{I}}^2,\ \omega_1^2,\ \omega_1^2.$$

Voorts schrijven we (7a) en (7b) korter als

$$\left.\begin{aligned}\frac{d\,a^2}{d\,t} &= E_{\mathrm{I}}\, a^2\,(a_o^2 - a^2 - 2\,b^2)\\ \frac{d\,b^2}{d\,t} &= E_{\mathrm{II}}\, b^2\,(b_o^2 - b^2 - 2\,a^2)\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Hierin is met behulp van (6a), (6b) en (8) $E_{\mathrm{I}}$ en $E_{\mathrm{II}}$ geschreven voor

$$\left.\begin{aligned}E_{\mathrm{I}} &= \frac{3}{4}\,\gamma\,\frac{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2}}{\omega_1^{\,2}}.\ \frac{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2} - \omega_2^{\,2}}{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2} - \omega_{\mathrm{II}}^{\,2}},\\ E_{\mathrm{II}} &= \frac{3}{4}\,\gamma\,\frac{\omega_{\mathrm{II}}^{\,2}}{\omega_1^{\,2}}.\ \frac{\omega_2^{\,2} - \omega_{\mathrm{II}}^{\,2}}{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2} - \omega_{\mathrm{II}}^{\,2}}.\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

en derhalve is

$$E_{\mathrm{I}} > o,\quad E_{\mathrm{II}} > o.$$

De termen $a_o^2$ en $b_o^2$ in (9) moeten verder nog nader worden beschreven. $a_o^2$ stelt voor het kwadraat van de stationaire waarde, waartoe de amplitude der trillingen zou oploopen wanneer *slechts* de eerste trillingwijze zich voordeed (dus waarbij $b = o$) d.i. die met de frequentie $\omega_{\mathrm{I}}$. Evenzoo is $b_o$ de eindige stationaire waarde die de amplitude zou bereiken wanneer het systeem *slechts* trilde in de tweede trillingswijze, dus slechts met de frequentie $\omega_{\mathrm{II}}$. Deze amplituden kunnen direct worden afgeleid (7a) en (7b) indien men daarin $\frac{d\,a^2}{d\,t} = \frac{d\,b^2}{d\,t} = o$ stelt. Men heeft derhalve

$$\left.\begin{aligned}a_o^2 &= \frac{\alpha_1}{\frac{3}{4}\gamma} - \frac{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2} - \omega_1^{\,2}}{\omega_{\mathrm{I}}^{\,2} - \omega_2^{\,2}}.\ \frac{\omega_1^{\,2}}{\omega_2^{\,2}}\ \frac{\alpha_2}{\frac{3}{4}\gamma}\\ b_o^2 &= \frac{\alpha_1}{\frac{3}{4}\gamma} - \frac{\omega_1^{\,2} - \omega_{\mathrm{II}}^{\,2}}{\omega_2^{\,2} - \omega_{\mathrm{II}}^{\,2}}.\ \frac{\omega_1^{\,2}}{\omega_2^{\,2}}.\ \frac{\alpha_2}{\frac{3}{4}\gamma}\end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad (9a)$$

Evenwel zijn $a_o^2$ en $b_o^2$ niet de eenige „mogelijke" stationaire amplituden, zooals uit (9) volgt, wanneer daarin $\frac{d\,a^2}{d\,t} = \frac{d\,b^2}{d\,t} = o$ wordt gesteld. Want aldus vindt men als algemeene vergelijkingen voor de stationaire amplituden $a_s^2$ en $b_s^2$:

$$a_s^2\,(a_o^2 - a_s^2 - 2\,b_s^2) = o$$

$$b_s^2\,(b_o^2 - b_s^2 - 2\,a_s^2) = o$$

en deze vergelijkingen hebben *vier* stellen wortels $a_s^2$ en $b_s^2$, te weten:

$$\left.\begin{array}{lll}\text{i}, & a_s^2 = o, & b_s^2 = o\\ \text{ii}, & a_s^2 = \frac{1}{3}\,(2\,b_o^2 - a_o^2), & b_s^2 = \frac{1}{3}\,(2a_o^2 - b_o^2)\\ \text{iii}, & a_s^2 = a_o^2, & b_s^2 = o\\ \text{iiii}, & a_s^2 = o, & b_s^2 = b_o^2.\end{array}\right\} \quad (11)$$

*Deze oplossingen stellen dus de volgende stationaire trillingstoestanden voor*:

i , het systeem trilt nòch met frequentie $\omega_I$, nòch met frequentie $\omega_{II}$, trilt dus in het geheel niet,
ii , het systeem trilt met beide frequenties $\omega_I$ en $\omega_{II}$ tegelijkertijd,
iii , het systeem trilt slechts met de frequentie $\omega_I$, en
iiii, het systeem trilt slechts met de frequentie $\omega_{II}$.

Of het geval i, ii, iii dan wel iiii zich onder gegeven omstandigheden zal voordoen moet thans worden onderzocht. Hiertoe zou het noodig zijn de simultane niet-lineaire differentiaalvergelijkingen (9) te integreeren, een moeilijke, zoo niet onmogelijke taak. Evenwel kan de *stabiliteit* van elk der vier trillingstoestanden (11) zeer wel afzonderlijk worden onderzocht en wanneer het daarbij blijkt dat een of meerdere van deze trillingstoestanden labiel is mogen we verder van die oplossingen, als niet experimenteel te verwezenlijken, afzien.

Om de stabiliteit van onze vier oplossingen te bepalen passen we de methode toe die gebruikelijk is bij problemen van dynamische stabiliteit. We stellen ons n.l. voor dat door een of andere uitwendige oorzaak de stationaire amplituden kleine wijzigingen ondergaan. Is de trillingswijze *labiel*, (men denke aan een kegel op z'n punt) dan zal deze kleine storing ten gevolge hebben dat het systeem zich meer en meer verwijdert van den oorspronkelijken trillingstoestand: de kegel valt om. Heeft men daarentegen met een *stabielen* trillingstoestand te doen, (men denke aan een gewicht aan een koord) dan zal het systeem na de storing automatisch tot zijn ouden trillingstoestand terugkeeren; (een stootje tegen het gewicht zal dit wel even doen slingeren maar met een gedempte trilling). Op deze wijze zullen we vinden dat het trillende triodesysteem een zeker *conservatisme* vertoont, daar het steeds tracht zoo lang mogelijk (wanneer één parameter geleidelijk veranderd wordt) den eens aanwezigen trillingstoestand te bestendigen, óók zelfs nog wanneer door de genoemde verandering van den parameter de omstandigheden reeds veel gunstiger voor den anderen trillingsvorm geworden zijn. Op dit moment trilt het systeem in een *metastabielen* trillingsvorm, een toestand die te vergelijken is met dien waarin water verkeert als het bij atmosfeerdruk beneden nul graden in nog vloeibaren staat wordt afgekoeld.

Vatten we thans nader het stabiliteits-onderzoek op. De genoemde storingen in de amplitude stellen we voor door $\triangle$ en

we beschouwen dus hoe (9) veranderd wordt indien we daarin schrijven inplaats van $a^2$ en $b^2$.

$$a^2 = a_s^2 + \triangle a_s^2$$

en $$b^2 = b_s^2 + \triangle b_s^2.$$

Maar daar de storingen klein worden verondersteld, kunnen hoogere machten dan de eerste van $\triangle a^2$ en $\triangle b^2$ worden verwaarloosd. Aldus gaat (9) over in:

$$\left.\begin{aligned} \frac{d(\triangle a_s^2)}{dt} &= E_{\mathrm{I}}\,(a_o^2 - 2\,a_s^2 - 2\,b_s^2).\ \triangle a_s^2 - 2\,E_{\mathrm{I}}\,a_s^2.\ \triangle b_s^2 \\ \frac{d(\triangle b_s^2)}{dt} &= E_{\mathrm{II}}\,(b_o^2 - 2\,b_s^2 - 2\,a_s^2).\ \triangle b_s^2 - 2\,E_{\mathrm{II}}\,b_s^2.\ \triangle a_s^2 \end{aligned}\right\} \quad (12)$$

Deze lineaire vergelijkingen kunnen worden opgelost met behulp van de bekende substituties

$$\triangle a_s^2 = A^1\, e^{kt}\ ^{1)}$$
$$\triangle b_s^2 = B^1\, e^{kt}$$

en als karakteristieke vergelijking voor $k$ vindt men derhalve

$$k^2 + \left\{ E_{\mathrm{I}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - a_o^2) + E_{\mathrm{II}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - b_o^2 \right\}.\ k +$$
$$+ E_{\mathrm{I}}\,E_{\mathrm{II}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - a_o^2)\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - b_o^2) = o\ .\quad .\quad (13)$$

Zal nu een stel waarden van $a_s$ en $b_s$, zooals die door (11) gegeven worden, stabiel zijn, dan moet na de storing het systeem weer naar zijn vorigen evenwichtstoestand terugkeeren en dus de wortels $k$ van (13), die bij het gegeven stel waarden van $a_s$ en $b_s$ behooren, negatief zijn of althans een negatief reëel gedeelte bezitten. Dit is slechts het geval wanneer de coëfficient van $k$ en de bekende term in (13) positief zijn. We vinden dus dat een van de vier oplossingen (11) stabiel is wanneer de waarden $a_s$ en $b_s$ van die oplossing voldoen aan

$$\left.\begin{aligned} & E_{\mathrm{I}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - a_o^2) + E_{\mathrm{II}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - b_o^2) > o \\ \text{en}\ & E_{\mathrm{I}}\,E_{\mathrm{II}}\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - a_o^2)\,(2\,a_s^2 + 2\,b_s^2 - b_o^2) > o \end{aligned}\right\} \quad (14)$$

We zullen thans de stabiliteit van elk der vier oplossingen (11) afzonderlijk nader beschouwen.

i, $\quad a_s^2 = o, \quad b_s^2 = o.$

Na substitutie van deze waarden van $a_s$ en $b_s$ in (14) vindt men derhalve als voorwaarden dat nòch de trilling met frequentie $\omega_{\mathrm{I}}$, nòch die met $\omega_{\mathrm{II}}$ aanloopt:

$$- a_o^2\, E_{\mathrm{I}} - b_o^2\, E_{\mathrm{II}} > o \quad (15a)$$

en $$a_o^2\, b_o^2 > o \quad (15b)$$

[1]) Verwarring van deze k met den koppelingscoëfficient is wel uitgesloten.

Het spreekt van zelf dat, zullen $a_s$ en $b_s$ „mogelijke" amplituden voorstellen dit reëele grootheden moeten zijn en hun kwadraat derhalve positief. Maar daar $E_{\mathrm{I}}$ en $E_{\mathrm{II}}$ steeds positief zijn voldoen dus „mogelijke" amplituden nooit aan (15a). We zien dus dat *slechts* wanneer de elektrische parameters van het systeem (weerstand, retro-actie enz.) zóó zijn dat in het geheel geen vrije trillingen kunnen bestaan, het systeem het trillen kan belet worden, waaruit we dan weer mogen concludeeren, dat, wanneer trillingen onder eenige omstandigheden maar „mogelijk" zijn, de een of andere trillingsvorm met eindige amplitude(n) (dus de oplossingen ii, iii of iiii) zich automatisch zullen ontwikkelen. Wat door de praktijk wordt bevestigd.

ii, $$a_s^2 = \frac{1}{3}(2b_o^2 - a_o^2),$$

$$b_s^2 = \frac{1}{3}(2a_o^2 - b_o^2).$$

Deze oplossing stelt, zooals reeds werd opgemerkt, den toestand voor waarbij het systeem met beide frequenties simultaan trilt. Maar we vinden hier weer eenvoudig, op dezelfde wijze als bij i, dat volgens (14) deze trillingstoestand slechts stabiel is wanneer:

$$\left.\begin{aligned} E_{\mathrm{I}}\, a_s^2 + E_{\mathrm{II}}\, b_s^2 &> o \quad (15\text{ c}) \\ - a_s^2\, b_s^2 &> o \quad (15\text{ d}) \end{aligned}\right\}$$

Aan de laatste vergelijking kan echter door reëele amplituden nooit worden voldaan en we zien dus dat het gelijktijdig aanwezig zijn van beide trillingen met stationaire amplituden een labielen trillingstoestand voorstelt en dat derhalve een dergelijke trillingstoestand niet experimenteel kan verwezenlijkt worden. Wat ook door de praktijk wordt bevestigd.

We hebben dus gezien (i), dat wanneer trillingen maar „mogelijk" zijn het systeem automatisch in trilling zal geraken. Het kan echter niet met beide frequenties tegelijk gaan trillen (ii), zoodat slechts steeds één trilling met één der beide koppelingsfrequenties zal aanloopen. Welke dit kan zijn hangt van de omstandigheden af, en dit leert ons:

iii, $$a_s^2 = a_o^2, \quad b_s^2 = o,$$

iiii, $$a_s^2 = o, \quad b_s^2 = b_o^2.$$

Deze gevallen kunnen het best tezamen worden behandeld.

Vóór we echter de stabiliteit zullen onderzoeken van het systeem wanneer het trilt in slechts één van de beide trillingswijzen, zullen we eerst de voorwaarden nader moeten bezien voor welke een

trilling met één der beide koppelingsfrequenties in het algemeen „mogelijk is" afgezien nog van de stabiliteit. Daar voorts de hysteresis-lus met zijn discontinuïteiten gevonden wordt wanneer men de natuurlijke frequenties van de secundaire keten langzaam wijzigt (in fig. 1 geschiedde dit met behulp van den veranderlijken condensator $C_2$, in ons geval van fig. 4 door middel van de veranderlijke zelfinductie $L_2$) zullen we alle parameters van het systeem constant houden behalve de secundaire afstemming en nagaan hoe de amplituden $a_o$ en $b_o$ afhangen van $\omega_2^2$.

(9a) wordt daartoe geschreven in den vorm

$$\left.\begin{aligned} \frac{3}{4}\gamma\frac{a_o^2}{a_2} &= \frac{a_1}{a_2} - f_{\rm I}(\omega_2^2) \\ \frac{3}{4}\gamma\frac{b_o^2}{a_2} &= \frac{a_1}{a_2} - f_{\rm II}(\omega_2^2) \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; (16)$$

waarin

$$\left.\begin{aligned} f_{\rm I}(\omega_2^2) &= \frac{\omega_{\rm I}^2 - \omega_1^2}{\omega_{\rm I}^2 - \omega_2^2} \cdot \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \\ f_{\rm II}(\omega_2^2) &= \frac{\omega_1^2 - \omega_{\rm II}^2}{\omega_2^2 - \omega_{\rm II}^2} \cdot \frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; (17)$$

De beide functies $f_{\rm I}$ en $f_{\rm II}$ zijn, dit volgde reeds uit (9a), de coëfficienten waarmede de secundaire dempingscoëfficienten vermenigvuldigd moeten worden ten einde deze secundaire demping over te brengen naar de primaire keten, een transpositie die uit de lineaire theorie van transformatoren bekend is. Deze functies zijn voorgesteld in fig. 5 (voor $k^2 = 0{,}5$). Daar $a_1$, $a_2$ en $\gamma$ onafhankelijk zijn van $\omega_2$ kan met behulp van dit diagram eenvoudig graphisch worden nagegaan hoe de amplituden $a_o$ en $b_o$ bij gegeven $\frac{a_1}{a_2}$ van de secundaire afstemming $\omega_2^2$ afhangen.

Laat bijvoorbeeld $\frac{a_1}{a_2}$ worden voorgesteld door $OB$; dan is volgens (16) $a_o^2$ evenredig met den vertikalen afstand tusschen de lijn BE en de kromme $f_{\rm I}(\omega_2^2)$. Evenzoo is $b_o^2$ evenredig met den afstand tusschen $BE$ en $f_{\rm II}(\omega_2^2)$. Beschouwen we dus de waarde van $\omega_2^2$ voorgesteld door $OH$, waarbij we opmerken dat $OH < OG$, dan blijkt $a_o^2$ evenredig te zijn met $CD$. Maar wanneer $\omega_2^2$ grooter dan $OG$ wordt genomen, dan zou $a_o^2$ negatief zijn wat eenvoudig wil zeggen dat voor die waarde der secundaire afstemming trillingen met de frequentie $\omega_{\rm I}$ niet mogelijk zijn. Onder deze omstandigheden zou, wanneer het systeem trilde in de eerste trillingswijze een te groote secundaire demping in de primaire keten wor-

den geïnduceerd en de trillingen konden niet worden onderhouden door de triode. Op dezelfde wijze kunnen geen trillingen bestaan met de tweede koppelingsfrequentie ($\omega_{II}$) tenzij $\omega_2^2 > OK$.

Maar beschouwen we nu eens een geval waarbij de secundaire demping kleiner is dan zoo juist zoodat thans $\frac{a_1}{a_2}$ gegeven zij bijvoorbeeld door $ON$. Het gebied van de waarden van $\omega_2^2$ voor welke het systeem kan trillen in de eerste trillingswijze breidt zich nu uit tot voorbij het resonantiepunt ($\omega_2^2 = \omega_1^2$) en is gegeven door $OL$. Eveneens stelt nu $b_o^2$ een „mogelijke" trilling voor wanneer $\omega_2^2$ maar grooter genomen wordt dan $OA$. We vinden derhalve een gebied $AL$ voor $\omega_2^2$ waarin beide trillingswijzen afzonderlijk „mogelijk" zijn, doch de stabiliteitsvoorwaarden moeten nog beslissen over welk deel van dit „mogelijke" gebied de trillingswijzen *stabiel* zijn.

Zal $a_s^2 = a_o^2$, $b_s^2 = o$ een stabielen trillingstoestand voorstellen dan moet volgens (14)

$$\left.\begin{aligned} E_I\, a_o^2 + E_{II}\,(2a_o^2 - b_o^2) &> o \\ a_o^2\,(2a_o^2 - b_o^2) &> o \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (18a,\ b)$$

Als aan (18b) is voldaan, is zeker voldaan aan (18a) en de tweede voorwaarde moet dus nader bezien worden. Zij zegt dat de eerste trilingswijze slechts stabiel is wanneer

$$a_o^2 > \frac{1}{2}\, b_o^2$$

en op gelijke wijze vindt men dat de tweede trillingswijze slechts stabiel is wanneer

$$b_o^2 > \frac{1}{2}\, a_o^2.$$

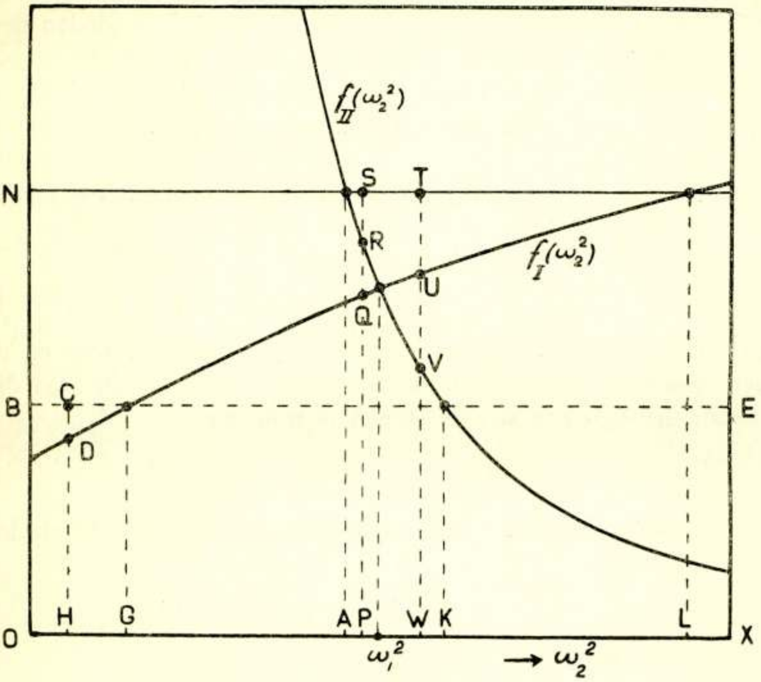
Deze voorwaarden zijn in figuur 5 (voor $\frac{a_1}{a_2} = ON$) nader aangegeven. De vertikaal $SP$ is zoo gekozen dat $SR = RQ$, en de vertikaal $TW$ zoo dat $TU = UV$. Ofschoon we dus eerst vonden dat beide trillingswijzen afzonderlijk „mogelijk" zijn voor de waarden van $\omega_2^2$ die vallen binnen het gebied $AL$, zien we thans dat deze beide trillingsvormen afzonderlijk slechts stabiel zijn in het kleinere gebied $PW$.

Welke van de beide „mogelijke" en stabiele trillingsvormen zal men nu experimenteel verwezenlijkt vinden in dit gebied $PW$? Het antwoord hierop dat ook het hysteresiseffect in zich moet sluiten geeft (9) en het blijkt dat de trillingsvorm afhangt van de voorgeschiedenis en de wijze dus waarop $\omega_2^2$ in het gebied $PW$

gebracht wordt. Want wat zal er gebeuren wanneer $\omega_2{}^2$ die eerst een kleine waarde moge hebben geleidelijk vergroot wordt, door resonantie, tot dat $\omega_2{}^2$ een waarde bereikt zooals $O X$ ? $\frac{a_1}{a_2}$ zij weer gegeven door $ON$.

Wanneer eerst $\omega_2{}^2$ gelijk is aan $O H$, dan zal slechts de eerste trillingswijze „mogelijk" en stabiel zijn en men heeft derhalve aldaar

$$a_s{}^2 = a_o{}^2, \qquad b_s{}^2 = o$$




Figuur 5

Nu wordt $\omega_2{}^2$ geleidelijk vergroot. Wanneer de tweede trillingsvorm de neiging zal hebben om aan te loopen, dat is wanneer $b^2$ van nul af zal toenemen, volgt uit (9) die geschreven kan worden

$$\frac{d\,(log\ b^2)}{d\,t} = E_{II}\ (b_o{}^2 - 2a_o{}^2)$$

Hieruit volgt dus dat ($log\ b^2$) of $b^2$ zelf eerst zal toenemen wanneer $\omega_2{}^2$ een waarde bereikt heeft waarvoor

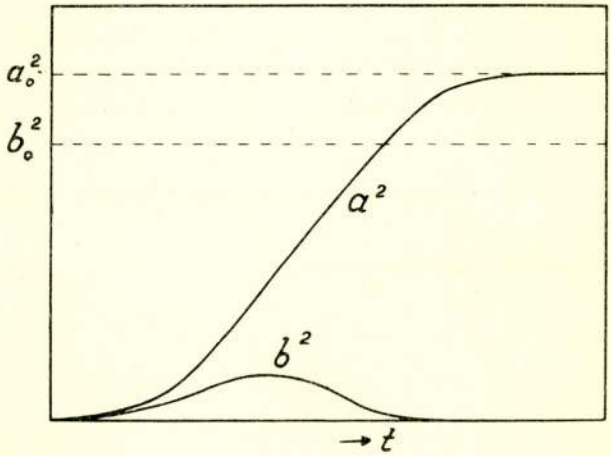
$$b_o{}^2 > 2a_o{}^2.$$

Dit is voor het eerst het geval wanneer $\omega_2{}^2 = O\ W$ (fig. 5), juist de uiterste waarde van $\omega_2{}^2$ waarvoor de eerste trillingswijze stabiel is.

Men kan derhalve $\omega_2{}^2$ van een kleine waarde, door resonantie, brengen tot een waarde $\omega_2{}^2 = O\ W > \omega_1{}^2$, terwijl al den tijd het systeem blijft trillen in de eerste trillingswijze, dus met de frequentie $\omega_{\mathrm{I}}$. Maar zoodra $\omega_2{}^2$ de waarde $O\ W$ heeft bereikt waarbij het kwadraat van de amplitude ($b_o{}^2$) die er *zou* zijn, wanneer het systeem in de tweede trillingswijze trilde, dubbel zoo groot is als het kwadraat van de werkelijk aanwezige amplitude ($a_o{}^2$), dus wanneer

$$b_o{}^2 = 2a_o{}^2 \quad \textit{of} \quad T\ V = 2\ T\ U$$

*dan* doet zich een discontinuiteit voor en moet plotseling de eerste trillingswijze plaats maken voor de tweede. Wanneer daarop $\omega_2{}^2$ nog verder vergroot wordt blijft het systeem in de tweede trillingswijze trillen.




Figuur 6.

Brengt men vervolgens $\omega_2{}^2$ terug van de bereikte groote waarde, door resonantie, naar een kleine waarde dan zal de discontinuïteit plaats vinden op een ander punt $P$ waarvoor nl.

$$a_o{}^2 = 2b_o{}^2$$

en dáár wordt plotseling de tweede trillingswijze door de eerste verdrongen.

Het is derhalve duidelijk, dat de eenmaal aanwezige trillingswijze zoo lang mogelijk wordt behouden en eerst plaats maakt voor de andere trillingswijze op het oogenblik dat de eerste niet langer stabiel is. (*Niet* zooals in de lineaire behandeling van het probleem het vaak wordt voorgesteld: wanneer de eerste trillingswijze niet meer „mogelijk" is). Maar dan is reeds een gebied in *metastabielen* toestand doorschreden waarin de andere trillingswijze

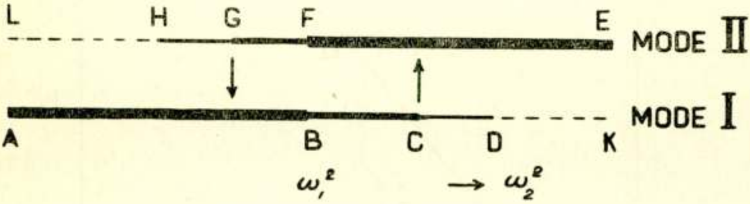
geheel stabiel zou zijn. Aldus kan het hysteresis verschijnsel theoretisch verklaard worden.

Een ander experimenteel resultaat, dat de aanleiding was tot de invoering hier van het begrip metastabiliteit, kan voorts door de theorie worden teruggevonden. Wanneer n.l. een tak van de primaire keten (bijv. de rooster-keten) eerst geopend is en deze daarop wordt gesloten, vindt men in het algemeen dat, voor $\omega_2^2 < \omega_1^2$, het systeem gaat trillen met de frequentie $\omega_1$, terwijl voor $\omega_2^2 > \omega_1^2$, de andere trillingswijze bij het sluiten der keten zich ontwikkelt.

De beginvoorwaarden zijn in dit geval:

voor $t = o$, $a^2 = b^2 = o$.

Nu kan (9) graphisch geïntegreerd worden met deze beginvoorwaarden en fig. 6 geeft het resultaat voor een bijzonder geval waarvoor $\omega_2^2 < \omega_1^2$ en $b_o^2 = o{,}8\ a_o^2$. Deze figuur laat duidelijk zien hoe aanvankelijk beide trillingen gelijktijdig oploopen, maar dat $a^2$ sneller aangroeit dan $b^2$. Zooals voorts reeds uit (9)




Figuur 7.

volgt bereikt $b^2$ een maximum wanneer $b^2 = b_o^2 - 2a^2$ om vervolgens asymptotisch terug te vallen tot nul. Middelerwijl loopt $a^2$ meer en meer op en bereikt, eveneens asymptotisch, zijn stabiele eindwaarde $a_o^2$.

Samenvattend kunnen we onze resultaten kort beschrijven met behulp van de schematische figuur 7. Trillingswijze *I* is *stabiel* voor $\omega_2^2 < \omega_1^2$ *(A B)*, trillingswijze *II* voor $\omega_2^2 > \omega_1^2$. Trillingswijze *I* is *metastabiel* voor $\omega_2^2 > \omega_1^2$ maar slechts tot het punt *C (B C)*, *II* is metastabiel voor $\omega_2^2 < \omega_1^2$ maar tot het punt *G (F G)*. Het gedeelte *C D* is *labiel ofschoon „mogelijk"* voor *I*, evenals het gebied *G H* voor *II*. *D K* stelt het gebied voor waar *I „onmogelijk"* is, *L H* het gebied waar *II „onmogelijk"* is. Bij het *sluiten* van de primaire keten kunnen voorts slechts *stabiele* trillingstoestanden worden verkregen (met uitsluiting der metastabiele), terwijl de *metastabiele toestanden* slechts kunnen worden verwezenlijkt wanneer het systeem *eerst* in een *stabielen toestand*

verkeert en vervolgens *geleidelijk* (vergeleken met de „dempings"-coëfficienten) *van den stabielen in den metastabielen toestand* wordt overgebracht.

Eenige onzekerheid bestaat echter nog of het geheel nauwkeurig het resonantiepunt is, dat de gebieden scheidt waar na sluiting òf de eene òf de andere trillingswijze zich ontwikkelt, daar nog eenige asymmetrie in de formules voorkomt ($E_{\text{I}} \neq E_{\text{II}}$).

Evenwel kan experimenteel gemakkelijk een waarde aan $\omega_2^2$ gegeven worden, die in, of althans zeer dicht bij het resonantiepunt ligt, en waarvoor het toeval beslist of de eerste dan wel de tweede trillingsvorm zich ontwikkelt. Eenvoudig kan dit experiment op de volgende wijze worden ingericht. Men schakelt in serie met het rooster een grooten eenigszins „lekkenden" condensator. Het is bekend dat bij een dergelijke opstelling de trillingen automatisch bijv. elke secunde worden afgebroken, en de proef kan zoo worden ingericht, dat een volgende trillingsreeks geheel incohærent is met de voorgaande. Wanneer men voorts met een opstelling voor combinatie-ontvangst (heterodyne) de verschil-toon hoorbaar maakt, zal elke secunde een toon worden waargenomen die correspondeert òf met $\omega_{\text{I}}$ òf met $\omega_{\text{II}}$ en in het algemeen zal telkens dezelfde toon weer terugkeeren; welke dit is hangt er eenvoudig van af of $\omega_2^2 < \omega_1^2$ dan wel $\omega_2^2 > \omega_1^2$ gekozen is. Maakt men echter $\omega_2^2$ geheel of althans nagenoeg gelijk aan $\omega_1^2$, dan hangt het van het toeval af of de trillingswijze I dan wel II zich elke secunde ontwikkelt. Men hoort onder deze omstandigheden den combinatietoon willekeurig van de eene hoogte naar de andere springen en het toeval beslist welke van de twee een volgende secunde zich zal voordoen.

Verder moge nog op een andere gevolgtrekking uit de theorie opmerkzaam worden gemaakt. Uit (9a) volgt, dat in het resonantiepunt, dus voor $\omega_1^2 = \omega_2^2$, geldt

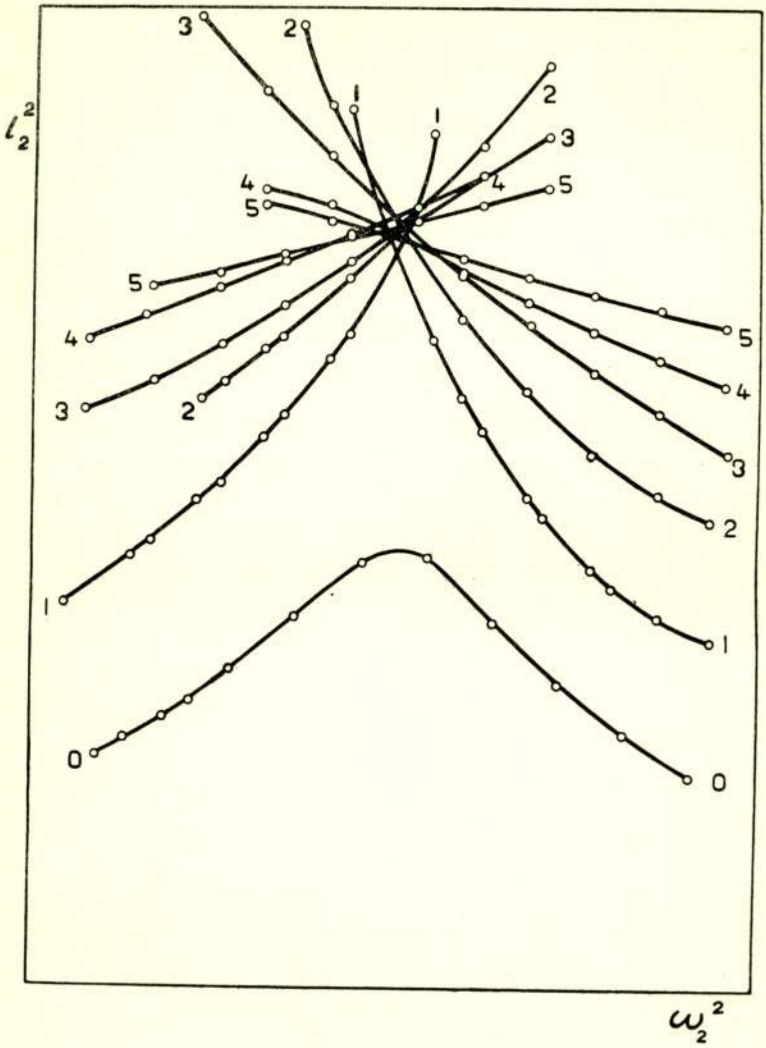
$$a_o^2 = \frac{I}{\frac{3}{4}\gamma}(\alpha_1 - \alpha_2)$$

$$b_o^2 = \frac{I}{\frac{3}{4}\gamma}(\alpha_1 - \alpha_2)$$

en dat derhalve de beide amplitudekrommen elkaar snijden in het resonantiepunt, van welk feit reeds bij de constructie van fig. 5 gebruik werd gemaakt.

Maar bovendien is deze amplitude in het resonantiepunt nog geheel onafhankelijk van den koppelingscoëfficient $k$. Bij benadering

geldt dan hetzelfde voor de amplituden-snijdingen in de secundaire keten. Fig. 8, waarin een serie waarnemingen van $\iota_2^2$ als functie van $\omega_2^2$ voor een magnetische koppeling als in fig. 1 is uitgezet voor verschillende waarden van den koppelingscoëfficient (toenemende tegelijk met de nummers 0, 1, 2, 3, 4, 5) is een beves-




Figuur 8

tiging van deze gevolgtrekking. Voor zeer losse koppeling (kromme 0) werd een gewone resonantiekromme verkregen, maar voor engere koppeling, waarmede we ons in de theorie slechts bezig hielden,

snijden de beide takken van elk paar amplitude-krommen (1—1, 2—2, enz.) elkaar zeer dicht bij, zoo niet in, het resonantie-punt en bovendien liggen die snijpunten voor alle paren even hoog. De krommen 1, 2, 3, 4, 5 gaan dan ook ten naastenbij door één punt.

Ten slotte zij er nog op gewezen dat niet alle consequenties van onze oplossing (9) in detail zijn behandeld. Zoo volgt bijv. nog uit (9) dat ofschoon de anode spannings-amplitude bij de discontinuïteitspunten steeds naar boven, naar $\sqrt{2}$ maal de vorige waarde springt, de stroom in de secundaire keten daarbij even goed van een kleine naar een grootere waarde als van een groote naar een kleinere waarde kan springen, òf wel constant kan blijven. Ook kan de hier behandelde oplossingsmethode worden uitgebreid tot het geval van losse koppeling.

Aan Professor H. A. Lorentz zij ook hier onzen dank gebracht voor de belangstelling in dit onderzoek en voor eenige waardevolle wenken.

*Natuurkundig Laboratorium.*
*TEYLER Stichting.*

HAARLEM.

# EEN EENVOUDIGE INRICHTING VOOR SELECTIEVE VERSTERKING

DOOR

Dr. M. J. HUIZINGA

Een bekend middel, om bij de ontvangst van een ongedempt seinend station de storing door andere zenders te verminderen, is dat men gebruik maakt van een laagfrequent versterker, welke voor een wisselstroom van een bepaalde frequentie een bijzonder geringe demping bezit. Op deze frequentie wordt nu de zwevingstoon afgestemd. Een storend station zal dan een anderen zwevingstoon geven, welke door den laagfrequentversterker slechts in geringe mate wordt doorgelaten.

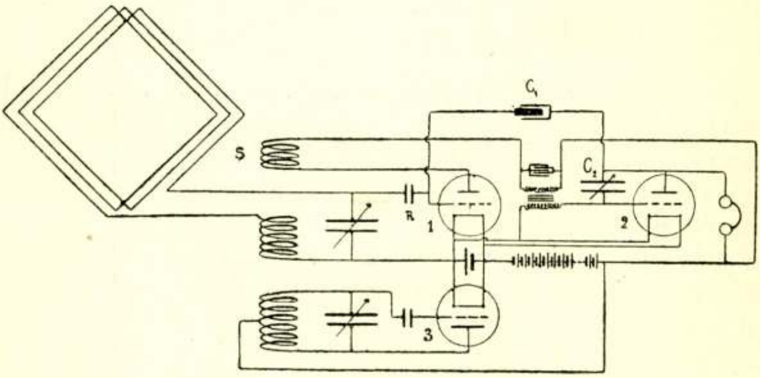
De reden, dat dit middel weinig wordt toegepast, schijnt eerder te schuilen in de meerdere gecompliceerdheid der toestellen en de groote moeilijkheden bij het afstemmen daarvan, dan in het feit als zou van de meeste stations de golflengte gedurende het seinen te veel varieeren.

Daar het beginsel der selectieve versterking van waarde is gebleken, zou ik de aandacht willen vestigen op een schakeling welke mij gedurende ruim een jaar vaak goede diensten heeft bewezen, in het bijzonder bij raamontvangst. Tevens brengt de selectieve versterking ons een stap nader tot de oplossing van het probleem om met slechts enkele trioden een aanzienlijke versterking en goede ontvangst te verkrijgen.

Denkt men zich in fig. 1 de condensators $C_1$ en $C_2$ verwijderd, dan heeft men een bekende schakeling [1]) voor raamontvangst voor zich, met aparten autogenerator, waarbij de zwevingsstroom door

[1]) De blokcondensator parallel met de telefoon is opzettelijk weggelaten.

middel van een kleinen transformator aan een triode No. 2 wordt toegevoerd en hierdoor wordt versterkt. Verbinden we nu van deze triode No. 2 rooster en anode door een condensator $C_2$ en heeft de triode een steile karakteristiek, dan blijkt deze een wisselstroom te kunnen genereeren welke de telefoon luid doet klinken en waarvan de frequentie — zooals straks zal worden aangetoond — volgens de formule van Thomson bepaald wordt door de coëfficienten van zelfinductie van de secundaire transformatorspoel en van de telefoon en door de capaciteit van den condensator. Bij gebruik van in den handel voorkomende laagfrequenttransformatoren en hooge weerstandtelefoons benevens een draaicondensator met een maximum capaciteit van 0.001 microfarad, valt deze frequentie vrijwel steeds in het hoorbare gebied.




Figuur 1

De toonhoogte kan men veranderen door variatie van den condensator en men is aldus in staat dezen gelijk te maken aan den grondtoon van het telefoonmembraan.

Is de karakteristiek minder steil, wat gewoonlijk reeds door verandering van den gloeistroom en de anodespanning is te bereiken, dan zal deze triode juist niet genereeren, maar wel zal de laagfrequentversterker voor een geïnduceerden wisselstroom van dezelfde frequentie als die waarop de kring is afgestemd een sterk verminderde demping hebben en alleen dezen wisselstroom krachtig versterken.

We kunnen nu nagaan welke betrekking er zal moeten bestaan tusschen de constanten van den trillingskring en die van de triode zelf opdat deze laatste juist niet genereert.

We beperken ons tot een lineaire karakteristiek en denken de

demping teweeggebracht door een weerstand W, welken tusschen gloeidraad en anode is geschakeld [1]). Zie fig. 2.

Het potentiaalverschil tusschen anode en gloeidraad noemen we $V_a$, dat tusschen rooster en gloeidraad $V_r$, den stroom door den anodekring $i_a$, door de triode $i_t$, door den roosterkring $i_r$ en door den weerstand $i_w$. Dan is als $E_a$ de spanning der anodebatterij voorstelt

$$V_a = E_a - L_a \frac{d\,i_a}{d\,t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

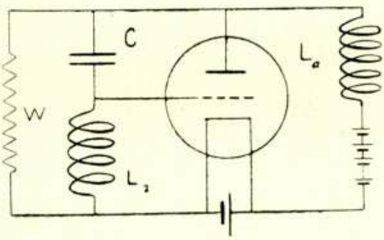
$$V_a = L_r \frac{d\,i_r}{d\,t} + \frac{1}{C}\int i_r\,d\,t \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

$$V_a = W\,i_w \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

$$V_r = L_r \frac{d\,i_r}{d\,t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

$$i_a = i_w + i_r + i_t \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

$$i_t = S\,(V_r + D\,V_a) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$




Figuur 2

De laatste vergelijking is die der lineaire karakteristiek, voorgesteld volgens Barkhausen met steilheid $S$ en „Durchgriff" $D$.

We zoeken een differentiaalvergelijking voor $i_r$.

Uit (1) en (2) volgt door eliminatie van $V_a$ en invoegen van (5)

$$E_a = L_a \frac{d\,i_w}{d\,t} + L_a \frac{d\,i_t}{d\,t} + \left(L_a + L_r\right) \frac{d\,i_r}{d\,t} + \frac{1}{C}\int i_r\,d\,t \quad . \quad . \quad (7)$$

Uit (3) en (2) volgt:

$$i_w = \frac{L_r}{W}\frac{d\,i_r}{d\,t} + \frac{1}{C\,W}\int i_r\,d\,t \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

verder volgt uit (6) als we (4) en (2) invoegen

[1]) Men kan zich nog een grooten blokcondensator denken, welke voorkomt dat de anodebatterij zich door W nutteloos ontlaadt.

$$i_t = S\,(1 + D)\,L_r \frac{d\,i_r}{d\,t} + \frac{S\,D}{C} \int i_r\,d\,t \quad . \; . \; . \; . \; (9)$$

De waarden voor $i_w$ en $i_t$ ingevoegd in (7) doen deze overgaan in

$$E_a = \left[\frac{L_a\,L_r}{W} + S\,(1 + D)\,L_a\,L_r\right] \frac{d^2\,i_r}{d\,t^2} + (L_a + L_r)\,\frac{d\,i_r}{d\,t} +$$
$$+ \left(\frac{L_a}{C\,W} + \frac{S\,D\,L_a}{C}\right) i_r + \frac{1}{C} \int i_r\,d\,t \quad . \; . \; . \; (10)$$

Deze vergelijking wordt na differentiatie van de gedaante

$$P\frac{d^3 i}{d\,t^3} + Q\frac{d^2 i}{d\,t^2} + R\frac{d\,i}{d\,t} + S i = 0$$

Zal een ongedempte trilling mogelijk zijn, dan moet hieraan voldaan worden door $i = I_0\, e^{j p t}$ waarin $j$ de imaginaire eenheid voorstelt; dan moet als we dit invoegen

$$P j^3 p^3 + Q j^2 p^2 + R j p + S = 0$$

en daar zoowel het reëele als het imaginaire deel nul moet zijn zal

$$- P p^2 + R = 0 \;(11)\; \text{en tevens} \; - Q p^2 + S = 0 \quad . \; (12)$$

wat slechts kan als $P : R = Q : S$ of $P . S = Q . R$
of als we de coëfficienten van (10) invoegen:

$$\left[\frac{L_a\,L_r}{W} + S(1 + D)\,L_a\,L_r\right] \frac{1}{C} = (L_a + L_r)\left(\frac{L_a}{C\,W} + \frac{S\,D\,L_a}{C}\right) \quad (13)$$

Vereenvoudigen we dit en stellen we $S\,D$ tevens voor door $\frac{1}{R_t}$ waarbij $R_t$ als weerstand der triode kan worden opgevat dan is

$$\boxed{S = \frac{L_a}{L_r}\left(\frac{1}{W} + \frac{1}{R_t}\right)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (14)$$

Is aan deze laatste vergelijking voldaan, dan volgt de frequentie $p$ uit de vergelijking (12) n.l. $-(L_a + L_r)\,p^2 + \frac{1}{C} = 0$ of

$p = \frac{1}{\sqrt{(L_a + L_r)\,C}}$ of $\lambda = 2\,\pi \sqrt{(L_a + L_r)\,C}$ zooals boven reeds is meegedeeld.

Voor ons doel zal $S$ juist even kleiner moeten zijn dan de waarde (14).

Aan (14) zien we — zooals kon worden verwacht — dat de karakteristiek steiler zal moeten zijn naarmate de shuntweerstand kleiner wordt genomen. Men kan echter ook tot op zekere hoogte de amplitudo der roosterspanning vermeerderen door vergrooting van $L_r$.

Opmerkelijk is het verder dat in (14) de $C$ niet voorkomt. In de praktijk wil dat zeggen dat het punt van bijna genereeren binnen zekere grenzen weinig blijkt af te hangen van de grootte van den condensator. Dit is natuurlijk bij het varieeren van $C$ een groot gemak.

Met de schakeling van Fig. 1 (condensator $C_1$ wordt nog steeds weggedacht) krijgt men nog grootere selectiviteit en versterking wanneer men op de bekende wijze door middel van de reactiespoel $S$ ook de triode No. 1 bijna laat genereeren, terwijl de bij deze triode behoorende trillingskring op de aankomende golf blijft afgestemd. Hierbij kan men een interessant verschijnsel waarnemen dat door Möller [1]) is opgemerkt en verklaard. Stel dat de triode No. 1 nog juist genereert, dan zal door de aanwezigheid van den autogenerator een gelijkmatigen zwevingstoon worden waargenomen. Varieert men nu de afstemming van den kring van No. 1 dan blijkt, zoodra de frequentie met die eener aankomende golf overeenstemt, het zwakke genereeren der triode No. 1 te worden geregeld door de aankomende golf, men hoort de Morseteekens. De inrichting geeft dan tevens haar grootst mogelijke versterking, (aangenomen dat bij onze inrichting de frequentie van den zwevingstoon tevens overeenstemt met die van kring No. 3 en den grondtoon van het telefoonmembraan).

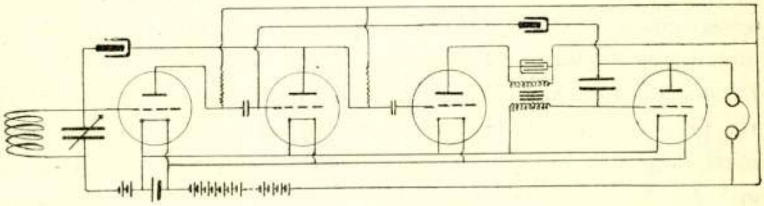
Verstemt men nu weer kring 1, dan treedt opnieuw de continue zwevingstoon op, zoodra men buiten het kleine gebied is gekomen waarbinnen de trilling van kring No. 1 wordt geregeld door de aankomende golf.

Daar het instellen van de triode No. 2 op bijna genereeren door variatie van gloeistroom, anodespanning of roosterspanning eenige bezwaren kan hebben, is het beter de anode van triode No. 2 met het rooster van triode No. 1 te verbinden door middel van een kleine condensator $C_1$. Een kleine schuifcondensator van

[1]) Über Störungsfreien Gleichstromempfang mit dem Schwingaudion. Jahrb. f. drahtl. Tel. und Tel. Bd. 17. S. 256.

b.v. 50 c.M. capaciteit zooals in fig. 1 en 3 schematisch is aangegeven is hiervoor voldoende [1]). Door deze terugkoppeling heeft men het al of niet genereeren van No. 2 geheel in zijn macht.

Het is nu gemakkelijk in te zien dat een combinatie van een ontvangtriode met een laagfrequentversterker op hoogst eenvoudige wijze kan worden aangevuld tot den boven beschreven selectieven versterker, vooral als men bedenkt dat $C_2$ een vasten condensator kan zijn, zóó gekozen dat de trillingskring is afgestemd op den grondtoon van het telefoonmembraan. Bovendien kan men ook voor $C_1$ een kleinen vasten condensator nemen, want het verkleinen van den variabelen roostercondensator $R$ heeft hetzelfde effect als het vergrooten van $C_1$.



Figuur 3

Tot slot is in fig. 3 aangegeven hoe de selectieve versterker kan worden gecombineerd met een meervoudigen z.g. hoogfrequentversterker met weerstandkoppeling.

Men kan den kleinen condensator met het rooster van elk der trioden van den hoogfrequentversterker verbinden om een terugkoppeling te verkrijgen [1]), waarbij de hoogfrequentversterker ook de stroomwisselingen van lage frequentie blijkt te versterken, althans door te geven.

[1]) Hierbij moet zoo noodig de aansluiting aan de primaire transformatorspoel worden omgewisseld.

## BOEKBESPREKING

### E. Niemann. Funkentelegraphie für Flugzeuge.

377 pagina's; 343 figuren in den tekst.

Hoewel dit werk, als Band IX van het „Handbuch der Flugzeugkunde" reeds begin 1921 bij R. C. Schmidt & Co. te Berlijn is verschenen, lijkt een bespreking niet overbodig, daar het naar ik meen nog te weinig bekend is.

Zooals de titel van het werk reeds doet vermoeden is het een werk met *technische* gegevens; inderdaad is het een uitgebreide beschrijving van de geschiedenis der Duitsche radiotelegrafie aan boord van vliegtuigen. De schrijver was de commandant der funkentelegraphischen Versuchs-Abteilung" van het vliegtuigwezen, en is als zoodanig natuurlijk zoowel van de groote lijnen in de ontwikkeling van dien tak van dienst als van de technische details volkomen op de hoogte.

Het werk toont ons den geweldigen arbeid die gedurende den oorlog op dit gebied werd verricht; het toont ons de enorme moeielijkheden welke constructief te overwinnen waren met betrekking tot de eischen welke gesteld werden aan gewicht en volume der apparaten, aan den bedieningseenvoud, aan de mechanische constructies.

Als men bedenkt dat de laatste Duitsche creatie's op dit gebied, voortgebracht destijds door de samenwerking van een staf van physici en ingenieurs, in enkele opzichten nog een mislukking moeten worden genoemd, komt men eerst recht tot het besef dat de moeielijkheden bij den bouw van radio-apparaten niet steeds gezocht moeten worden in de grootte van de energie der installatie. Er zijn voor ons begrip reusachtige krachtstations die feilloos werken; een f e i l l o o s v l i e g t u i g a p p a r a a t m o e t n o g g e c o n s t r u e e r d w o r d e n!

Zooals bekend, heeft de vliegtuigradiotelegrafie een groote rol gespeeld bij de verkenning en bij de vuurleiding. Als zoodanig had men aan een zender in het vliegtuig genoeg. Oorspronkelijk

maakte men ook hier gebruik van smoorvonkzendertjes. De triode heeft natuurlijk een omwenteling gebracht; niet alleen dat men nu het *aantal* vliegtuigen van een zender voorzien, aanzienlijk kon uitbreiden, ook *ontvangst* werd principieel mogelijk; de taak van het vliegtuig kon hierdoor uitgebreid worden.

De groote en eigenaardige moeielijkheden, verbonden aan de toepassing van deze nieuwe trioden-apparatuur op de vliegtuig-radiotelegrafie, worden in het hierbedoelde werk uitvoerig besproken. Men vindt hier beschrijvingen van al die speciaal-constructies, waarvan ook het hoe en waarom besproken wordt.

Voor den kenner zijn deze „kleingeräte" imposanter mysteriën dan de grootste krachtstations; wie hieraan een reparatie verricht voelt zich als een chirurg tijdens een operatie. Het opsporen van een storing in zoo'n toestel vereischt het stellen van een diagnose als gold het de ziekte van een organisme.

Wie voorts scherp observeert ziet dat de psyche van den bedienenden telegrafist, haar stempel op het simpele uitwendig voorkomen heeft gedrukt. Men bedenke n.l. dat, hoe ingewikkeld het inwendige van zoo'n toestel er ook uit ziet, uitwendig alles zeer eenvoudig en overzichtelijk moet zijn; de telegrafist heeft meer te doen dan aan diverse knoppen te draaien: hij moet het terrein onder hem scherp waarnemen, machinegeweren bedienen, door het zenuwschokkend lawaai heen van vliegtuigmotor en springende granaten!

Het werk strekt zich ook uit tot de bijbehoorende grondstations (welke met de vliegtuigen moeten correspondeeren; het bevat uitvoerige gegevens betreffende de waargenomen richtwerking van vliegtuigantennes.

Een beknopte beschrijving wordt nog gegeven van enkele (meest verouderde) Fransche en Engelsche apparaten, alsmede van een Russisch toestel.

Het werk besluit met een beschouwing over de vredesbestemming van de vliegtuigradiotelegrafie. en met een uitgebreide literatuur-opgave.

De uitgave is prachtig verzorgd; band, papier en druk zijn onberispelijk en van een royaliteit die onder de huidige omstandigheden in Duitschland onbegrijpelijk schijnt voor slechts M. 132.

H. NORDLOHNE.

UTRECHT, 8 December 1921.

# DE WETENSCHAPPELIJKE TOEPASSINGEN DER RADIOTELEGRAFIE

DOOR

Generaal FERRIÉ

*Voordracht gehouden voor het Genootschap op 15 November 1921.*

Het groote hoofddoel der radiotelegrafie is ongetwijfeld niets meer of minder dan het vergrooten der mogelijkheden om de menschelijke gedachten zoo snel mogelijk over den aardbol te verspreiden over groote afstanden. De radiotechniek heeft dan ook hoofdzakelijk dit doel voor oogen en heeft zich geheel in deze richting begeven. Toch zijn er tevens, dank zij het perfectionneeren der radioinstrumenten, oplossingen gevonden voor een zeker aantal problemen, welke geheel buiten de boven aangegeven richting staan en waarvan sommige zelfs een uitsluitend wetenschappelijk karakter dragen. Wij zullen in het kort deze laatste toepassingen uiteen zetten.

*Scheepvaart.* Een der meest belangrijke problemen der scheepvaart is de plaatsbepaling, d. w. z. het vaststellen van de breedte en de lengte op een gegeven tijd. Om deze twee coördinaten te verkrijgen moet men astronomische waarnemingen verrichten en het uur kennen van den nulmeridiaan. Tot op heden werd deze tijdwaarneming verricht door middel van eenige precisie chronometers, waarvan de gang met veel zorg werd gecontroleerd. Niettegenstaande alle voorzorgen ontstaan toch nog verscheidene fouten, ten gevolge van de onregelmatigheden in den gang der chronometers en mogen zelfs verscheidene schipbreuken aan dergelijke chronometerafwijkingen toegeschreven worden.

Door middel van de Radiotelegrafie is hierin verbetering gebracht; deze toch heeft het mogelijk gemaakt dagelijks speciale tijdseinen uit te zenden, welke op groote afstanden kunnen worden waargenomen en welke het uur van den nulmeridiaan kunnen geven aan de zeevarenden, met een nauwkeurigheid tot op een kwart

seconde. Dergelijke seinen worden bv. twee maal per dag door de radiostations van den Eiffeltoren en Annapolis (Ver. Staten) gegeven. Een eenvoudige chronometer, welke elke dag met deze signalen wordt vergeleken, is dus voldoende voor alle zeevarenden op den Atlantischen Oceaan. Is men door het slechte weer niet in staat astronomische waarnemingen te verrichten, dan geeft toch de radiotelegrafie een middel tot plaatsbepaling met behulp van de radiogoniometrische peilinrichtingen, waarvan Blondel in 1902 reeds het principe aangaf. Met het bewegelijk ontvangraam kan men met een nauwkeurigheid van 1 graad de richting bepalen van een gegeven sein, afkomstig bv. van een kuststation, waarvan de positie bekend is aan de zeevarenden. Door nu op twee of meerdere van dergelijke stations te peilen, wordt een plaatsbepaling mogelijk. Speciale daarvoor ingerichte stations, zg. „radiophares", zijn in Frankrijk alreeds gedurende eenige jaren in gebruik.

Omgekeerd kan een schip, niet voorzien van een radiogoniometrische peilinrichting, aan dergelijke stations vragen hem te peilen om op deze wijze te weten te komen in welk punt het zich bevindt.

De eerste radiogoniometrische peilinrichtingen in Frankrijk werden gedurende den oorlog opgericht.

Dergelijke toepassingen zijn gemaakt voor de plaatsbepaling van luchtschepen.

Een andere werkwijze is gevolgd door den Hydrografischen dienst der Fransche Marine. Deze bestaat uit het gelijktijdig gebruik van Hertziaansche golven, zich voortplantende door de lucht en van geluidsgolven, zich voortplantende door het water. Een radiosignaal wordt gelijktijdig gegeven met een explosie onder water. Een kuststation ontvangt dan het radiosignaal middels een gewonen radio-ontvanger, terwijl het geluid ontvangen wordt middels een onder water geplaatste microfoon. Door nu het tijdsinterval te meten tusschen deze twee seinen, is men in staat den afstand van het schip te berekenen, de richting is dan radiogoniometrisch bepaald.

Deze werkwijze zal gevolgd worden voor de karteering van de bank van de Terre Neuve.

Ook explorateurs te land gebruiken dezelfde methodes als de zeevarenden voor hun plaatsbepaling. Voor deze beteekent deze wijze van plaatsbepaling een grooten vooruitgang, daar chronometers zeer lijden onder het landtransport door middel van paarden of dragers.

*Het vergelijken van uurwerken op een grooten afstand met een groote nauwkeurigheid.* De graadmeting en astronomie vereischen

voor hun plaatsbepalingen een veel grootere nauwkeurigheid als de boven omschrevene. Voor hen is het noodzakelijk den tijd van den nulmeridiaan te kennen met een nauwkeurigheid van minstens één honderdste tijdseconde. Ook hier heeft de radiotelegrafie een oplossing gebracht door de volgende methodes, welke in Frankrijk ontstaan zijn.

Om twee uurwerken of chronometers, op een grooten afstand van elkaar gelegen, te vergelijken, maakt men gebruik van een serie radiosignalen, welke zeer kort zijn en door gelijke intervallen gescheiden worden, welke intervallen gelijk zijn aan $(1 \pm \frac{1}{n})$ sec. Dit wordt gemakkelijk bereikt door middel van een slinger, welke een electrisch contact sluit bij elke dubbele slingering, waarvan men de periode kan regelen; door middel van relais werkt dit electrische contact op de seininrichting.

Men luistert nu af, met een daarvoor geëigend instrument, en neemt gelijktijdig waar deze serie (serie A) en de tikken van zijn eigen pendule (serie B). De waarnemer merkt dan op dat de tikken van deze twee series naast elkaar zullen naderen en op een gegeven moment zullen coïncideeren (nagenoeg of geheel). Na dit samenvallen zullen zij zich weer van elkander gaan verwijderen, om dan weer elkaar te gaan naderen, etc. De waarnemer nu neemt deze coïncidenties op en noteert daarbij het rangnummer van het radiosein en van zijn eigen uurwerktik. Door een eenvoudige berekening is hij dan in staat de tijdsaanwijzing $H_1$, dit is de tijdsaanwijzing van zijn eigen uurwerk, ten tijde van het eerste radiosein te bepalen.

Een andere waarnemer op een andere plaats doet hetzelfde voor een ander uurwerk, berekent ook de tijdsaanwijzing van zijn uurwerk ten tijde van het eerste radiosein $H_2$.

In de praktijk seint deze tweede waarnemer eenige minuten na het tijdsein deze tijdsaanwijzing $H_2$, zoodat de eerste waarnemer onmiddellijk het verschil te weten kan komen.

De nauwkeurigheid van deze waarnemingsmethode is te berekenen en berust op het z.g. noniusprincipe.

Het minimum tijdsinterval tusschen twee seinen A en B — dus bij z.g. coïncidentie — kan maximaal $\frac{1}{2n}$ sec. bedragen.

Praktisch bepaalt de grootte van dit minimum tijdsinterval de te bereiken nauwkeurigheid, want daalt dit beneden een zeker praktisch minimum, dan is de coïncidentie niet meer waar te nemen. Practisch gaat het niet verder dan $n = 50$.

Om zeer korte seinen te verkrijgen laat men per sein slechts één vonk overgaan. Door atmosferische storingen of andere omstandigheden is dit echter niet altijd door te voeren en moet men gebruik maken van fluitvonken of ongedempte systemen. Ook hiermede zijn nog zeer goede resultaten te bereiken.

Het zelfde geldt voor het waarnemen van de tikken van het eigen uurwerk, deze moeten ook zoo kort mogelijk zijn. Dit is te bereiken door middel van een electrisch contact en een capaciteit, geshunt door een weerstand, wier laadstroom inwerkt op een telefoon, op het moment van sluiting, door het contact. De tijdsduur van den tik kan op deze wijze teruggebracht worden tot minder dan $\frac{1}{1000}$ sec. Heeft het uurwerk geen electrisch contact, dan plaatst men een microfoon op de kast van het uurwerk, doch verkrijgt men natuurlijk op deze wijze minder scherpe tikken in de telefoon en dus niet zoo groote nauwkeurigheid.

Deze zelfde werkwijze, met een geshunte cacapiteit, kan dienen voor het meten van de vertragingen welke ontstaan door electrische en mechanische inertie der verschillende stroomkringen in de radiozenders, alsmede voor het meten van zeer kleine tijdsintervallen, zooals dat b.v. voorkomt bij het vergelijken van twee uurwerken, wier relatieve gang slechts enkele seconden per dag verschilt. De nauwkeurigheid van het bepalen van lengteverschillen is hierdoor zeer vooruitgegaan, daar deze methode in zeer groote mate de onnauwkeurigheden vermindert, welke ontstaan bij het vergelijken van twee uurwerken op een grooten afstand van elkaar gelegen op het tijdstip van vergelijking.

De eerste waarnemingen op dit gebied zijn verricht tusschen het observatorium te Parijs en dat te Montsouris, later is dit geworden het observatorium te Brest, Bizerte, Brussel, Algiers, etc. Ten slotte werd deze methode met succes toegepast bij het bepalen van het lengteverschil tusschen Parijs en Washington.

Hier verdeelde men de arbeid in twee deelen. De Fransche waarnemers kregen slechts het eerste deel voor hun rekening en gebruikten zoo eenvoudig mogelijke instrumenten.

Hun doel was slechts de toepasselijkheid van de methode te verifiëeren. Daar de resultaten zeer bevredigend waren werd het tweede gedeelte gelijktijdig uitgevoerd door een Fransche en een Amerikaansche missie gedurende eenige maanden. De series tijdseinen werden afwisselend gegeven door den Eiffeltoren en het radiostation Arlington. De verkregen resultaten van de beide missies kwamen volkomen overeen.

Deze werkwijze kan men nu zelfs klassiek noemen. Men gebruikt ze nog voor de karteering van groote uitgestrektheden. Door astronomische waarnemingen naast radiografische kan men de lengtebepaling doen met een nauwkeurigheid van enkele honderdste seconden, d.w.z. in de grootte orde van een tiental meters. Dergelijk werk is verricht in Midden-Afrika, Brazilië, Peru, Bolivia en Syrië.

Een nog grootere nauwkeurigheid kan bereikt worden door een schrijfontvangst der seinen, zoowel van de radioseinen, als die van het plaatselijke uurwerk. Mr. H. Abraham heeft dit systeem vervolmaakt met speciaal door hem geconstrueerde schrijfapparaten, waardoor de snelheid en de nauwkeurigheid buitengewoon kunnen worden opgevoerd.

*De voortplantingssnelheid der Radiogolven over de oppervlakte der aarde.* Bij zeer grooten afstand der uurwerken moet men rekening houden met deze snelheid. Gedurende het eerste deel der werkzaamheden tusschen Parijs en Washington ter bepaling van het lengteverschil tusschen deze twee plaatsen, heeft men getracht door vergelijking der uurwerken benaderend te verifiëeren dat deze snelheid ongeveer 300.000 K.M. per sec. bedraagt. De zuiverheid der vergelijkingsmethode was echter niet van dien aard, dat men een zeer juiste meting kon verwerkelijken. Het principe van de toegepaste methode was als volgt:

Neem aan dat A en B, twee zendstations, zijn gelegen op een afstand D, welke ieder een serie seinen geven. Deze seinen worden waargenomen door personen geplaatst in A en B.

Deze personen bepalen de tijdstippen $h_a$ en $h_b$ van het eerste sein afgegeven door A. Het tijdstip $h_b$ zal $\frac{D}{x}$ verschillen met dat van A als x hierin de voortplantingssnelheid der golven voorstelt. De werkelijke vergelijking der twee uurwerken is dus niet $h_a - h_b$ maar $h_a - \left(h_b - \frac{D}{x}\right)$.

Ditzelfde geldt voor de serie seinen door B uitgezonden, men vindt dan $h_a' - \left(h_b' - \frac{D}{x}\right)$.

Wanneer het relatieve verloop der twee uurwerken nul is, dan zou men hebben

$$h_a - \left(h_b - \frac{D}{x}\right) = h_a' - \left(h_b' - \frac{D}{x}\right)$$

of

$$x = \frac{2\,D}{(h_a' - h_b') - (h_a - h_b)}$$

In de werkelijkheid verloopen de instrumenten. Deze fout is echter te elimineeren door een derde vergelijking uit te voeren met de seinen van B en door deze te interpoleeren met de seinen afkomstig van A voor het tijdstip van de vergelijking met de emissie van B. De afstand Frankrijk—Amerika is 6000 K.M. = D. 2D = 12000 K.M. Dit vereischt een tijd van overbrenging (de snelheid van voortplanting aannemende op 300.000 K.M. per sec.) van 0.04 sec. Wanneer men een fout in de bovenstaande noemer van een grootte orde van 0.001 sec. toelaat, wordt de relatieve fout $\frac{1}{40}$. Door middel van schrijfontvangst der seinen heeft men ook deze vergelijkingen verkregen, met een grootere nauwkeurigheid echter en kwam men tot het getal van 296.000 K.M. per sec. Door de nieuwere nauwkeuriger instrumenten van Abraham kan men nog verdere benaderingen bereiken.

*Algemeen ontwerp voor de lengtebepaling van belangrijke punten.* De geografische ligging van een groot aantal belangrijke punten op het aard-oppervlak zijn op dit oogenblik slechts bekend met een zeer ongelijken graad van nauwkeurigheid door het gebruiken van zeer afwijkende methodes, welke bovendien somtijds niet voldoende nauwkeurigheid bezaten (methode van de maanculminaties, tijdsoverbrenging, etc.). Dit nu is door de radiotelegrafie gemakkelijk te verhelpen en is een veel grootere nauwkeurigheid dan de tot nu toe bereikte, te verkrijgen.

In Frankrijk is dan ook het idee gerezen om tot een algeheele revisie van deze lengtebepaling voor de voornaamste punten der aardbol over te gaan, werkende volgens een uniforme methode, gebaseerd op de radiotelegrafie. Dit idee werd uitgewerkt in een project, dat op dit oogenblik onderzocht wordt door een Internationale astronomische commissie.

Een eerste grondveelhoek, gesloten om de aarde heen met een zoo min mogelijk aantal hoekpunten zal worden vastgesteld om tot basis te kunnen dienen voor werkzaamheden van de 2de orde, welke zich zullen uitstrekken tot alle belangwekkende punten.

Het aantal hoekpunten van den grondveelhoek kan worden vastgesteld op *drie*, gelegen in het Noordelijk halfrond op dezelfden breedtegraad en waarvan de meridianen 8 uur van elkaar liggen, teneinde gelijktijdige astronomische waarnemingen te kunnen verrichten in den herfst of winter.

Deze meridiaanafstanden zullen worden bepaald volgens de bovenomschreven methode. De som zal dan 360° moeten zijn, hetgeen geverifiëerd kan worden, teneinde de nauwkeurigheid nogmaals te

toetsen. Voorgesteld zijn te nemen als hoekpunten *Algiers, Shangai* en een punt nabij *San Fransisco*, met het oog op de aldaar reeds bestaande observatoria. De radioseinen zullen worden uitgezonden door Lyon of Bordeaux voor Algiers en Shangai en door Honolulu voor Shangai en San Fransisco en door Annapolis voor San Fransisco en Algiers. De astronomische waarnemingen ter vergelijking van de uurwerken in ieder hoekpunt, zal gelijktijdig geschieden door 2 soorten van instrumenten, ieder gebaseerd op een ander principe, teneinde systematische fouten, eigen aan ieder instrument, te kunnen nagaan. De radioseinen zullen zoodanig zijn, dat een waarneming met het oor en door afteekenen gelijktijdig kan gebeuren; hierbij wordt het systeem Abraham gevolgd. Te zelfder tijd, dat men met de veelhoeksmetingen bezig is, zullen metingen verricht worden teneinde Parijs en Greenwich aan dezen veelhoek vast te leggen.

Van zeer veel belang zal het zijn om tegelijkertijd met een zoo groot mogelijke nauwkeurigheid de geografische ligging te bepalen van een punt van Nieuw Zeeland, juist de antipode van een der hoekpunten. Men zal dan met een groote nauwkeurigheid de relatieve positie in lengte meten van de vier hoeken van een tetraeder. Door dit periodiek te herhalen kan men zich er rekenschap van geven of deze tetraeder zich vervormt of niet. Op deze wijze zal het wellicht mogelijk zijn een vormverandering van de aardkorst te kunnen constateeren.

Na de werkzaamheden aan de grondpolygoon, kunnen de secondaire werkzaamheden plaats vinden en zullen dan deze secondaire metingen vastgelegd kunnen worden aan de toppen van den veelhoek. Op deze wijze kunnen een groot aantal belangrijke geografische punten op een zeer nauwkeurige wijze worden gemeten.

De geheele arbeid behoeft niet van langen duur te zijn en kan wellicht in een klein aantal jaren afloopen.

*Verbetering der Internationale Uurdienst.* Door het in gebruik stellen van verschillende nieuwe groote radiostations werd deze dienst reeds belangrijk uitgebreid en verbeterd. Wetenschappelijke uurseinen bestaande uit series van zeer korte signalen, gescheiden door een tusschenperiode van een seconde minus een vijftigste seconde, worden reeds regelmatig elken dag uitgezonden door de groote stations van Lyon en Bordeaux. Deze waren en zijn nog van groot gemak voor de geografische werkzaamheden, welke noodig zijn voor het vastleggen van internationale grenzen, zooals dit geschiedde in Azië en Afrika.

Tevens zijn ze een eenvoudig middel tot een innige samenwerking

van den Amerikaansche uurdienst en het Bureau internationale de l'Heure te Parijs. Wanneer een groot Amerikaansch station, Annapolis, iederen dag gelijkwaardige seinen uitzendt, kunnen de beide series gelijktijdig worden waargenomen te Parijs en te Washington (op het Zeevaartkundig observatorium). De wetenschappelijk juiste begintijd van het eerste sein wordt dan door beide inrichtingen waargenomen en uitgerekend, en daarna den volgenden dag radiotelegrafisch overgeseind.

Deze dagelijksche uurseinen kunnen over de geheele wereld door de verschillende observatoria, die daar belang bij hebben, worden waargenomen. De vergelijkingen van de radioseinen met de plaatselijke uurwerken, kunnen regelmatig worden overgeseind naar het internationale bureau, hetwelk op deze wijze een groote hoeveelheid gegevens ter beschikking krijgt, om daaruit de noodige wetenschappelijke conclusies te kunnen trekken en aldus in staat is het systeem nog verder uit te breiden of te verbeteren.

*Meting van de periode van een slinger.* Om de periode van een slinger te meten, zonder aan dit instrument een orgaan toe te voegen dat storingen of afwijkingen kan veroorzaken, zooals electrische contacten, bewegelijke ijzerdeelen, etc., kan men de volgende methode volgen, welke op dit oogenblik in het Observatorium te Parijs wordt gevolgd. Een metalen punt, bevestigd aan den slinger, passeert bij iedere slingering een ander vast metalen punt op het oogenblik dat de slinger in evenwicht is; de afstand der beide metalen punten is zeer gering. De tweede metalen punt is bevestigd aan het rooster van een triode, terwijl de eerste bevestigd is aan een hooge spanning (bv. een accu batterij). Op het oogenblik dat de eerste punt de tweede passeert, verkrijgt zij een hoogere potentiaal en heeft dus een verandering van de plaatstroom in de triode plaats, welke verandering zeer eenvoudig zoodanig is te versterken, dat een opname, op den band bv., mogelijk wordt. Op dezen zelfden band kan men dan gelijktijdig een chronometer waarnemen, waardoor een zeer nauwkeurige vergelijking mogelijk wordt.

Op deze wijze kan men de relatieve intensiteit van de zwaartekracht bepalen op verschillende plaatsen, altijd gebruik makende van hetzelfde uurwerk.

Hiervoor neemt men dan de radioseinen van een groot station, Parijs bv., welke afkomstig zijn van de precisie standaard instrumenten van het Observatorium.

*Meteorologie.* Onze meteorologische kennis is zeer beperkt en het is van groot wetenschappelijk belang om wat dieper in de

geheimen der atmosfeer door te dringen. Ook hier levert de Radiotelegrafie weer een nieuw middel.

In den begintijd der radiogoniometrie heeft men waargenomen, dat de azimuthbepalingen varieerden met het uur van waarneming en met het jaargetijde. Deze afwijkingen zijn scherp te scheiden van die, welke afkomstig zijn van de topografische ligging van het observatiepunt en van de aard der omgeving van dat punt. De regelmatige bestudeering van deze variaties is door verschillende personen en lichamen doorgevoerd, meer speciaal heeft het Observatorium te Meudon zich hiermede belast. Een definitieve eindconclusie is nog niet mogelijk gebleken, maar het lijkt waarschijnlijk, dat deze variaties worden veroorzaakt door weerkaatsings- of buigingsverschijnselen, veroorzaakt door geioniseerde luchtlagen gelegen op de trajectoria der radiogolven. De verschillende onderzoekingen worden zoodanig geleid, dat men rekening houdt met den meteorologischen toestand in de verschillende punten van doorgang en is het veroorloofd de hoop uit te spreken, dat het eindresultaat onze relatieve kennis van de atmosfeer zal verrijken.

De storende „parasieten" of „X"en, de groote vijanden der draadlooze, zijn ook afkomstig van atmosferische verschijnselen. Zeer uitgebreide studies over dit onderwerp zijn reeds gedaan, meer speciaal door den Amerikaanschen professor Austin. Zeer zeker zullen ook deze studies bijdragen tot de kennis der atmosferische geheimen. Het was reeds mogelijk den loop van onweersbuien te volgen met den radiogoniometer, meer speciaal is dit gedaan door Mr. Rothe van het Physisch instituut te Straatsburg.

*Meetinstrumenten.* De ontwikkeling der radiowetenschap noodzaakte tot het uitdenken van nieuwe meetmethoden voor hoog frequente stroomen, welke ook in andere deelen der electrische wetenschap tot hun recht kwamen. De juiste bepaling der frequentie is in het bijzonder onontbeerlijk voor radiotelegrafisten. Door middel van den multivibrateur van Abraham en Bloch is een zeer elegante oplossing van dit probleem verkregen, welke bovendien zeer nauwkeurig is en van absolute waarde. Het meten van zeer kleine capaciteiten en zelfinducties is, uitgaande van de frequentiemeting, niet moeilijk meer. Hetzelfde geldt voor het meten van zeer kleine intensiteiten en spanningen; hier maakt men gebruik van de trioden, zooals in het toestel van H. Abraham, de zg. millevoltmeter versterker.

*De telemechanica.* De zeldzaam snelle ontwikkeling van de radiotechniek maakte in het bijzonder in Frankrijk de ontwikkeling der telemechanika mogelijk. In 1918 bleek het mogelijk een schip

draadloos te besturen (proef op de reede van Toulon), zoo ook een vliegtuig en dit door alle mogelijke storingen van andere stations heen.

Zoo zijn nog vele andere toepassingen mogelijk geworden; het zoude evenwel te ver voeren deze alle nog na te gaan.

Het zij daarom vergund te eindigen met de conclusie, dat de nog niet beëindigde ontwikkeling der radiotechniek en wetenschap niet alleen een weldaad is geworden voor de menschheid, doordat zij de band der volkeren nauwer aaneenhecht, maar ook een groote impuls voor de vooruitgang der wetenschappelijke kennis van dezen tijd.

# RADIOTECHNISCHE TEEKENINGEN

DOOR

Ir. P. J. H. A. NORDLOHNE en Ir. A. J. ODINOT

Tot het verkrijgen van een vlug, duidelijk in- en overzicht eener electrotechnische teekening, is het, naast een logische en zoo mogelijk symmetrische opstelling van de machines, apparaten, meetinstrumenten, enz. noodig, dat deze onderdeelen der installatie op de teekening door een vaststaand symbool worden aangeduid.

Dit symbool moet *gemakkelijk en vlug* te teekenen zijn, genormaliseerde verhoudingen hebben en ondubbelzinnig het betreffende toestel vermogen af te beelden, zonder aan de verbeelding te hooge eischen te stellen.

Voor de gewone electrotechnische teekeningen zijn die symbolen reeds door de Afdeeling voor Electrotechniek van het Koninklijk Instituut van Ingenieurs vastgesteld. (Zie: Bijlagen R1 en R2 van het Blijvend gedeelte van het vroegere Jaarboekje van het K. I. v. I.).

Voor de radiotechnische teekeningen is dit nog niet het geval geweest, wellicht omdat de behoefte daaraan nog niet is gevoeld, doordat de radio-industrie hier te lande nog jong is en misschien ook, omdat het buitenland dienaangaande nog geen voorschriften heeft. Intusschen zit het buitenland in dit opzicht niet stil; in een der jongste nummers toch van de „Radio Review" (aflevering No. 11, vol. II, Nov. '21) bijvoorbeeld wordt nog een voorstel tot normalisatie gedaan, terwijl reeds in de April-aflevering van den jaargang 1917 der „Wireles World" een lijst van symbolen werd aangeboden, voorgesteld door een sub-committee van de Engineering Standards Committee in Engeland, waarop in dienzelfden jaargang in de Juni- en de Juli-aflevering kritiek werd uitgeoefend. De onlangs verschenen werken van Rein-Wirtz (Radiotelegraphisches Praktikum) en E. Nesper (Lehrbuch und Handbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie) beginnen met de op-

stelling van een lijst van in hunne werken gebruikte symbolen; hetzelfde geschiedt in meer of minder beknopte vorm in verschillende andere werken.

In de bijgaande figuur 1 is aangegeven hoe door verschillende schrijvers de symbolen voor een weerstand, condensator, zelfinductiespoel, transformator, enz. enz., worden aangeduid, en hoe wij deze zouden wenschen afgebeeld te zien. Over het algemeen kan men zeggen dat de eerstgenoemde symbolen duidelijk zijn; die van Rein-Wirtz zijn zelfs bepaald fraai te noemen; gemakkelijk en vlug teekenbaar echter zijn sommige daarvan geenszins. Wij meenen nu dat de door ons ontworpen, resp. gekozen symbolen eveneens aan duidelijkheid niets te wenschen over laten, bovendien echter *snel en gemakkelijk* teekenbaar zijn.

Tot toelichting van het bovenstaande zullen wij nu eenige symbolen aan een wat nauwkeuriger beschouwing onderwerpen, waarbij opgemerkt wordt dat de symbolen, vastgesteld volgens bovengenoemde bijlagen R1 en R2, buiten onze beschouwing blijven, uitgezonderd die voor condensator, transformator, smoorspoel en beschermvonkbrugje. Voorts dient er nog de aandacht op gevestigd te worden, dat in genoemde figuur 1 van die symbolen, welke gevarieerd gebruikt kunnen worden (zelfinductiespoel, condensator, enz.), slechts de grondteekens aangegeven zijn.

*Condensator.* (Rij 2, fig. 1)

Het onderscheiden van condensatoren voor trillingen van audiofrequentie en voor die van radio-frequentie (zooals o. a. voorgesteld is in de Radio Review, November '21), lijkt ons overbodig en niet gewenscht, aangezien dit òf uit de teekening, òf door bijgeschreven capaciteitswaarden blijkt; bovendien kan één en dezelfde condensator bij verschijnselen van beide frequentiebereiken een rol moeten vervullen. Het door het K. I. v. I. voorgestelde teeken is niet mooi te noemen, daar het asymmetrisch is en een of twee lijntjes vereischt voor terugkeer naar de hartlijn. Het algemeen bij radio-schema's in gebruik zijnde teeken, als ook door ons aanbevolen, is in overeenstemming met de door ons vooropgestelde eischen.

Als afgeleide teekens zouden te noemen zijn: dat voor den geleidelijk-veranderlijken condensator, aan te geven door een pijl onder 45 graden met de hartlijn en dat voor den trapsgewijzeveranderlijken, aan te geven door zooveel nulcirkeltjes als er trappen zijn en een glijcontact (zie fig. 2).

*Zelfinductiespoel.* (zie fig. 1, rij 3)

Het vrijwel algemeen aangenomen symbool voor de zelfinductiespoel moet òf geheel uit de hand òf gedeeltelijk uit de hand, gedeeltelijk met een passer geteekend worden. Voor een boek is dat in zooverre minder bezwaarlijk dat een uitstekend teekenaar er zijn tijd aan kan geven om de figuren eens voor goed netjes te teekenen, en de menigvuldige afdrukken van een oplaag den meerderen ten koste gelegden arbeid kunnen vergoeden. Voor geregeld teekenwerk bestaan o. i. echter ernstige bezwaren tegen dit symbool, ook voor *die* variaties waarbij het gedeeltelijk met een passer geteekend kan worden, aangezien het daaraan verbonden teekenwerk te veel tijdroovend is en kleinere figuren licht onregelmatig uitvallen.

Het door Nesper gebruikte teeken, evenals het door ons aanbevolene, vereischt slechts het teekenen van de hartlijn, van de beide begrenzingslijnen en van één stel hellende lijnen, waaruit de figuur dan met behulp van 2 driehoeken verder geteekend worden kan. Laat men zich een rechthoekigen teekendriehoek maken, waarvan de eene rechthoekszijde 4 maal zoo groot is als de andere, dan kan men volstaan met tusschen de beide begrenzingslijnen, met behulp van dien driehoek de zigzaglijn te teekenen, hetgeen op snelle wijze een regelmatige figuur doet ontstaan. Als afgeleide teekens moeten o.a. worden beschouwd de variometer en de zelfinductiespoel met aftakking, eventueel met kortsluiting van spoelgedeelten. (zie fig. 2).

Wenscht men van den variometer nog uitdrukkelijk aan te geven dat de beide, ten opzichte van elkaar bewegelijke, spoelen in serie, dan wel parallel geschakeld zijn, zoo kan men beide spoelen naast elkaar en symmetrisch t.o.v. de hartlijn teekenen, met daardoorheen de pijl.

*Transformator.* (Rij 4 en 5, fig. 1)

Deze is te onderscheiden in dien met (Rij 5) en dien zonder (Rij 4) ijzerkern. Beide schijnen reeds voldoende vastgesteld door aanname van het teeken voor de zelfinductiespoel, in het oog houdend, dat bij den ijzerkerntransformator tusschen de beide spoelen een kern aangegeven wordt; doch het lijkt ons beter den kerntransformator aan te geven volgens de figuur in kolom V (fig. 1), daar dit symbool aanmerkelijk eenvoudiger te teekenen is en in zijn geheel minder plaats inneemt dan wanneer het ge-

teekend wordt in overeenstemming met de aanname voor de zelfinductiespoel. Het symbool heeft bovendien het voordeel dat de gebruikte stippellijn (de windingen der transformator) in overeenstemming is met de in de electrotechniek, en overigens, in gebruik zijnde wijzen van verkort weergeven van een lange leiding.

Bij den luchttransformator hebben we gemeend de windingen niet door een stippellijn te moeten aangeven, aangezien in dat geval bij het aldus ontstaande symbool te veel aan overzichtelijkheid zou worden ingeboet.

*Smoorspoel.* (Rij 6, fig. 1)

Het symbool voor dit apparaat kozen we als in fig. 1, kolom V. aangegeven is, analoog met dat voor den kerntransformator. Bij de gewoonlijk gebruikte symbolen wordt de kern dwars door de windingen geteekend; door ons is echter 't door elkaar teekenen van lijnen overal vermeden, daar ons gebleken is, dat dit vooral bij kleine figuren licht aanleiding geeft tot knoeien.

Is de kern niet gearceerd, dan moge het symbool een smoorspoel zonder ijzer voorstellen. Voor een afgeleid teeken, een smoorspoel met beweegbaren kern, zij verwezen naar fig. 2.

*Detektoren.* (Rij 7, 8, 9, 10, fig. 1)

De detektor (met uitzondering van den magnetischen en den lampdetektor) kan zeer eenvoudig weergegeven worden door het symbool in kolom V, fig. 1: een dikker dwarslijntje dan de teekeninglijn en een pijl; een voorstelling die reeds veel ingang gevonden heeft. Het lijkt ons niet wenschelijk, om, zooals de Marcony Cy. veelal doet, het kristal door enkele bibberige lijntjes aan te geven (zie rij 9, kolom IV), in plaats van door een pijl; of den electrolytischen detektor te teekenen volgens Rein-Wirtz bijv.; i.h.a. voor de verschillende soorten detektoren, met twee electrische aansluitingspunten, ook verschillende symbolen te kiezen. Beter komt ons voor, voor al deze één symbool te nemen en indien uitdrukkelijk gewenscht mocht zijn den aard van den detector aan te geven, dit te doen door bij het symbool een letter te plaatsen, bijv.: K. (kristaldetektor), E. (electrolytische detektor), enz. Voor den magnetischen detektor (evenals voor den later te bespreken lampdetektor, zie triode), is een afzonderlijk symbool gegeven, aangezien dit apparaat minstens vier electrische aansluitingsklemmen heeft. Bij dit symbool is overigens

hetzelfde op te merken, als bij de smoorspoel omtrent het door elkaar teekenen van lijnen, en als bij den transformator omtrent het verkort weergeven van lange leidingen (spoelen).

*Trioden.* (Rij 11, fig. 1).

De onderscheidene symbolen, die door de verschillende schrijvers hiervoor gegeven worden, zijn nagenoeg alle verwerpelijk te achten met 't oog op de door ons bovengenoemde eischen aan teekenwerk gesteld, hetgeen een blik op rij 11 voldoende moge aantoonen. Wij bevelen als de meest eenvoudige en toch duidelijke voorstelling het symbool, gegeven in kolom V, fig. 1, aan: een cirkel (met straal R), waarin de anode, het rooster en de kathode liggen volgens de in kolom VI, fig. 1 aangegeven verhoudingen tot *R*.

*Zoemer.* (Rij 12, fig. 1).

Deze wordt meestal vrij uitvoerig geteekend, zooals de verschillende aangehaalde figuren doen zien. Weliswaar geven deze allen het wezen van den zoemer goed weer, doch voldoen geenszins aan den eisch gemakkelijk en vlug teekenbaar te zijn. Wij stellen daarom voor, het symbool te kiezen volgens kolom V, wat o. i. aan duidelijkheid niets te wenschen overlaat, tevens symmetrisch, vlug teekenbaar en in overeenstemming is met 't vroeger door ons besprokene omtrent smoorspoel en kerntransformator.

*Vonkbrug.* (Rij 13, 14, 15, fig. 1).

Voor den knalvonkbrug kozen wij het teeken zooals aangegeven is in het reeds bovengenoemde artikel der Radio-Review. Dit toch voldoet geheel aan de door ons gestelde eischen. Het in dit zelfde artikel voorgestelde symbool voor de gebluschte vonk leek ons niet aanbevelenswaardig, evenmin als het door Rein-Wirtz aangegevene, daar beide bij vlugge oogopslag te weinig afwijkend zijn van de symbolen, door ons gekozen voor condensator en weerstand. Wat den *roteerenden vonk* betreft, deze is, daar ze aan de door ons gestelde eischen voldoet, in principe voor te stellen volgens de figuur er voor gegeven in boven vermeld artikel met dit voorbehoud echter, dat de onderscheiding in synchroon en asynchroon, zooals wij deze aangeven, ons verkieselijk lijkt boven de onderscheiding in 't genoemde artikel gemaakt; wel is waar vermogen geen der beide wijzen van voorstellen synchronisme, dan wel asyn-

chronisme ondubbelzinnig aan te geven, doch wij meenen dat het grooter aantal electroden in het door ons voorgestelde symbool van de asynchroon, vergeleken met dat voor de synchroon roteerende vonk, op bevredigende wijze een voorstelling van asynchronisme geeft. Het is ook mogelijk de onderscheiding in synchronisme en asynchronisme aan te geven door bijschrijving van de letters *S* en *A*. De synchroon roteerende vonk aan te duiden door een mechanische verbinding met de as van de machine, leek ons niet wenschelijk, aangezien de aanduiding dezer mechanische verbinding dwars door den transformator geteekend zou moeten worden.

*Relais.* (Rij 23, fig. 1).

Dit werd anders gekozen dan in het reeds meermalen boven aangehaalde artikel der Radio-Review, in zooverre dat de aansluiting van het anker van het relais, aan dezelfde zijde is geteekend, als de door het relais te openen (sluiten) keten(s). Zulks ter vermijding van kruisende lijnen.

*Beschermweerstand.* (Rij 28, fig. 1).

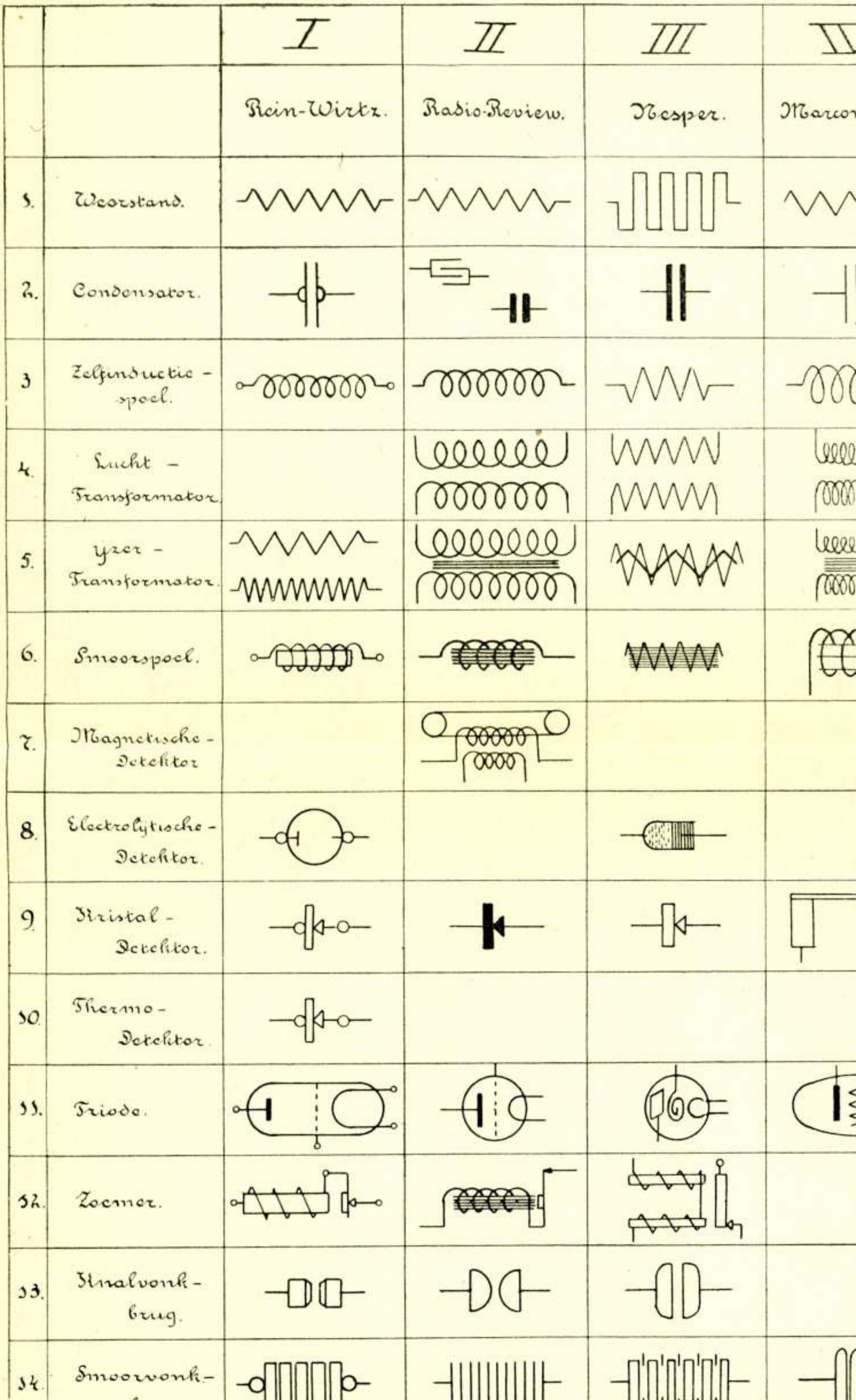
Deze kan voorstellen een weerstand in een buis(je), waarin zich een hoog of laag vacuum, dan wel een gasvulling bevindt als daar zijn: hoogfrequentiebeschermingsweerstanden voor machines, ijzerdraadweerstanden voor trioden, enz.

De overige geteekende symbolen geven ons geen aanleiding tot nadere bespreking.

Waar wij in den aanhef van dit artikel spraken over de wenschelijkheid van het in een teekening logisch en zoo mogelijk symmetrisch opstellen van machines, apparaten, meetinstrumenten enz., hebben wij eenerzijds, in fig. 2, afgebeeld het schema van een triodenzender voor telegrafie en telefonie, zooals door ons (als teekening) ontworpen; en anderzijds, in fig. 3, hetzelfde schema, zooals wij het op een teekening in origineel hebben toegezonden gekregen [1]). Men vergelijke en oordeele zelf. In fig. 2 zijn tevens de door ons voorgestelde symbolen toegepast.

[1]) De linker benedenhoek van fig. 3 werd door ons iets gewijzigd in verband met het weglaten van eenige details (verband houdende met het bedrijf van het radiostation, waarvoor de teekening werd vervaardigd), van geen belang zijnde, waardoor echter het schema in dien linker benedenhoek wat vreemd aandoet.

Fig: 1.



I
II
III
IV
Rein-Wirtz.
Radio-Review.
Nesper.
Marco
1. Weerstand.
2. Condensator.
3 Zelfinductie-spoel.
4. Lucht-Transformator.
5. Yzer-Transformator.
6. Smoorspoel.
7. Magnetische-Detektor
8. Electrolytische-Detektor.
9 Kristal-Detektor.
10 Thermo-Detektor
11. Triode.
12. Zoemer.
13. Knalvonk-brug.
14. Smoorvonk-

De kwestie van de teekensymbolen is nauw verwant aan die van de nomenclaturen en van de wiskundige symbolen. De teekensymbolenkwestie is hoofdzakelijk voor de teekenkamer van belang.

Waar het brengen van eenheid in de nomenclaturen enz. eerlang een belangrijk onderwerp van bespreking en een arbeidstaak van het Ned. Radio-Genootschap zal moeten zijn, ligt het voor de hand dat ook een voorstel zal worden gedaan in zake de teekensymbolen. Dat alsdan bovenstaande opmerkingen, uit de practische teekenkamer voortgekomen, de aandacht van het Genootschap moge hebben, is de wensch van de schrijvers dezer regelen.

UTRECHT, Maart 1922.

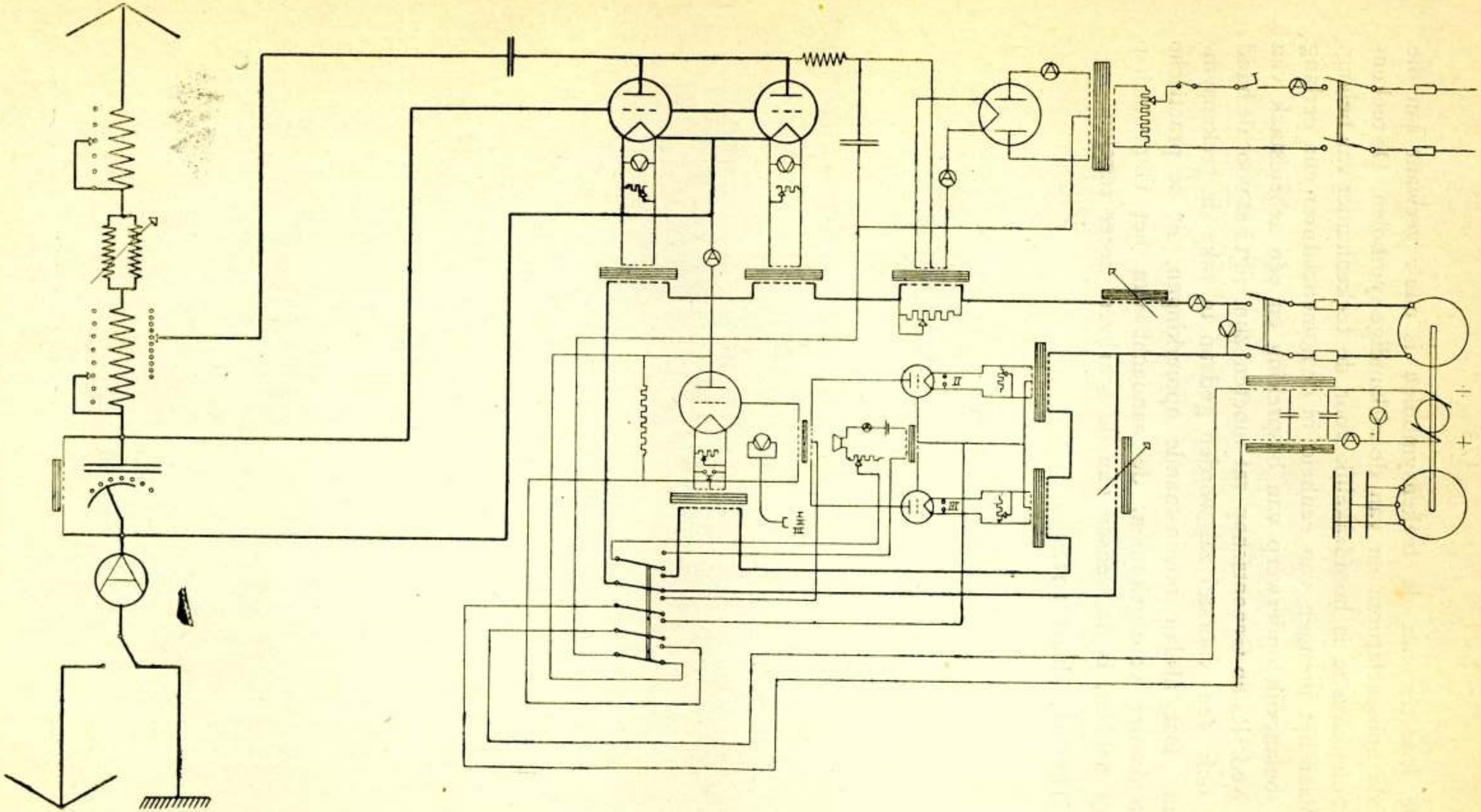
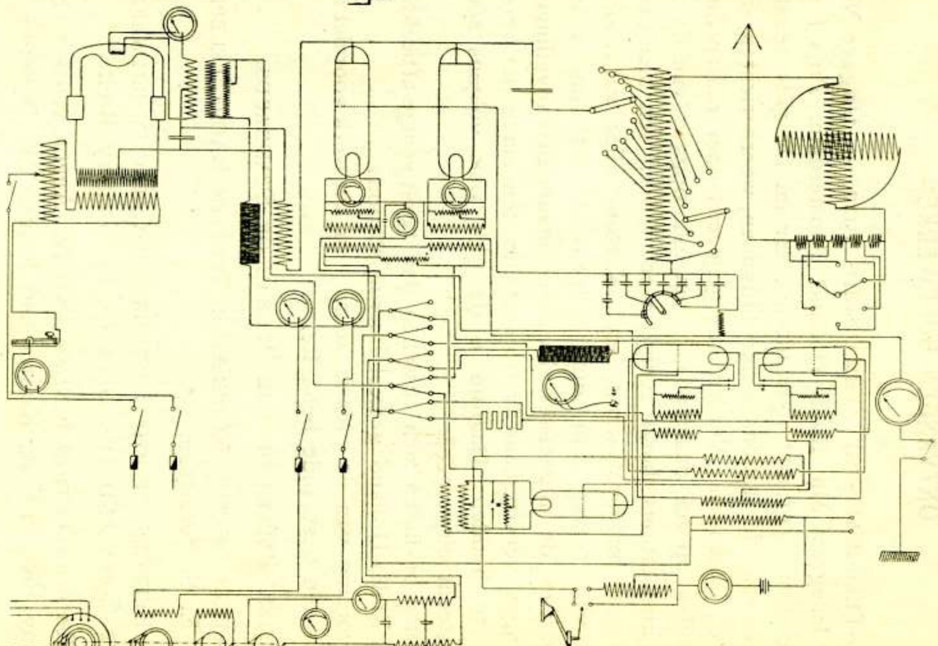


Fig: 2.

Fig 3.



## ONTVANGEN BOEKWERKEN

RADIO-TELEGRAFISCHE ZEEMANSGIDS 1922. — Uitgave Nederlandsche Telegraaf Mij. Radio-Holland. Amsterdam. Prijs f 15.—

Radio-Holland legt met deze uitgave eer in. De gids bevat o.a. een opgave van de stations welke tijdseinen, weerberichten, stormseinen etc. uitzenden. Verder alle gegevens voor radiopeilingen, plaatsbepaling op zee daarmede, lijsten met opgave van de voornaamste kuststations langs eenige zeerouten en een met die van Nederlandsche scheepsstations, etc. Kortom alles wat voor zeevarenden van belang kan zijn. Volgens de inleiding is het de bedoeling van de uitgeefster elke twee maanden aanvullingen en veranderingen verkrijgbaar te doen stellen ten einde het werk „up to date" te houden. Daarom is de gids ook volgens het losbladig systeem uitgevoerd.

Ten slotte bevinden zich tusschen den tekst eenige afbeeldingen van door Radio-Holland geëxploiteerde stations.

De uitvoering van de gids is keurig, en het werk voorziet ongetwijfeld in een bestaande behoefte.

SCIENTIFIC PAPERS OF THE BUREAU OF STANDARDS.

OPERATION OF THE MODULATOR TUBE IN RADIO TELEPHONE SETS, by E. S. Purington.

SOME EFFECTS OF THE DISTRIBUTED CAPACITY BETWEEN INDUCTANCE COILS AND THE GROUND, by Gregory Breit.

THE RADIODIRECTION FINDER AND ITS APPLICATION TO NAVIGATION, by Frederick A. Kolster and Francis W. Dunmore.

# HET ELECTROMAGNETISCHE VELD VAN EEN ZENDER

DOOR

G. J. ELIAS

*Voordracht gekouden voor het Genootschap op 18 Februari 1922*

GEBEZIGDE LETTERS EN TEEKENS

$a$ hoek van een voerstraal met de z-as (verticaal).

$a_o$ deze hoek voor het middelpunt van een lineairen zender.

$a_1$, $a_2$ halve assen van confocale ellipsen en hyperbolen.

$\alpha$ constante, die de golflengte bepaalt, $= \frac{\omega}{c}$.

$\overline{A}$ vectorpotentiaal (componenten $A_x$, $A_y$, $A_z$).

$A_1 \ldots A_{2n+1}$ constanten.

$b$ „numerieke afstand" (pag. 199).

$\beta$ dempingsconstante.

$\beta_{2n+1}$ dempingsconstante, betrekking hebbende op eene eigen trilling van de orde $2n+1$.

$B_1 \ldots B_{2n+1}$ constanten.

$c$ lichtsnelheid.

$C$ capaciteit.

$\gamma$ complexe grootheid $= \alpha + j\beta$.

$\delta$ phasehoek van eene uitwendige E. M. K.

$e$ basis der natuurlijke logarithmen.

$\varepsilon$ diëlectrische constante.

$E$ uitwendige electromotorische kracht.

$\eta$ afkorting voor $\frac{1}{ln\frac{2l}{r_o}}$.

$f_1$ $f_2$ functieteekens.

$\overline{F}$ electrische kracht (componenten $F_x$, $F_y$, $F_z$).

$g$ geleidingsvermogen.

$h$ hoogte van een dipool boven de aarde.
$\overline{H}$ magnetische kracht (componenten $H_x$, $H_y$, $H_z$).
$\overline{i}$ stroomdichtheid.
$I$ stroomintensiteit.
$j$ imaginaire eenheid.
$k$ afkorting voor $\frac{\pi}{2\,l}$
$l$ lengte van een lineairen zender boven de aarde; (totale lengte van den zender $2\,l$).
$\triangle\, l$ schijnbare vergrooting van $l$.
$\lambda$ golflengte.
$L$ coëfficiënt van zelfinductie.
$L_0$ coëff. v. zelfind. van windingen, in serie met den zender.
$m$ moment per eenheid van lengte van een lineairen zender.
$M$ moment van een verticalen dipool.
$M_h$ moment van een horizontalen dipool.
$\mu$ permeabiliteit.
$n$ willekeurig geheel getal.
$\omega$ aantal perioden per secunde, vermenigvuldigd met $2\,\pi$.
$p$ willekeurig geheel getal.
$\Pi$ potentiaal van Hertz (eventueel componenten $\Pi_x$, $\Pi_z$).
$\varphi$ hoek in het horizontale vlak met een vaste richting.
$\Phi$ scalaire electromagnetische potentiaal.
$\psi$ phasehoek van den stroom in den zender.
$q$ veranderlijke zonder dimensie.
$Q$ electrische lading.
$r$ voerstraal in het horizontale vlak.
$r_0$ straal van de horizontale doorsnede in het midden van den zender.
$r_1$ straal van de aardverbinding van den zender.
$R$ voerstraal in de ruimte.
$R_0$ voerstraal in de ruimte van uit het middelpunt van den lineairen zender.
$\varrho$ ruimtedichtheid der electrische lading.
$\varrho_1$ lading per eenheid van lengte van den lineairen zender.
$\overline{s}$ stralingsvector van Poynting.
$S$ totale hoeveelheid energie, per tijdseenheid door een oppervlak uitgestraald.
$\sigma_1$ constante voor de energiestraling, berekend per eenheid van lengte van den zender.
$t$ tijd.
$T$ trillingstijd (periode).

$u$, $v$, $w$ kromlijnige coördinaten.
$w_1$ weerstand van den zender per eenheid van lengte.
$w_a$ aardweerstand van den zender.
$w'$ weerstand, bepaald volgens de methode van Austin.
$U$ electrische veldenergie.
$W$ electromagnetische veldenergie.
$x$, $y$, $z$ orthogonale coördinaten.
$z_o$ verticale coördinaat van een punt van een lineairen zender.
$\zeta$ hoek, klein t. o. v. $\frac{\pi}{2}$.

$ln$ natuurlijke logarithme.
$sinh$ hyperbolische sinus.
$cosh$ hyperbolische cosinus.
$Si$ integraalsinus.
$Ci$ integraalcosinus.
$do$ vlakteëlement.
$dv$ volumeëlement.

Vectorgrootheden zijn door eene horizontale streep aangeduid.

Maximale waarden van sinusvormig veranderlijke grootheden zijn door middel van den index $m$ aangeduid.

§ 1. Het electromagnetische veld eener zendantenne voor electrische golven berust uit den aard der zaak op de veldvergelijkingen van Maxwell, die voor het algemeene geval de navolgende gedaante hebben, in den vorm van vectorvergelijkingen geschreven, en gebruikmakende van het gemengde (Gaussische) stelsel van eenheden:

$$\left.\begin{aligned} curl\ \bar{H} &= \frac{1}{c}\left(4\,\pi\,g\,\bar{F} + \varepsilon\,\frac{\partial \bar{F}}{\partial t}\right). \quad & div\ \bar{D} &= \varrho \\ curl\ \bar{F} &= -\frac{\mu}{c}\,\frac{\partial \bar{H}}{\partial t} & div\ \bar{H} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (1)$$

Voor de atmospheer der aarde, wanneer we deze als niet-geïoniseerd aannemen, kunnen we stellen

$$g = 0\,, \qquad \varepsilon = 1, \qquad \mu = 1,\ \varrho = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

en worden de vergelijkingen, in orthogonale coördinaten geschreven

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial F_x}{\partial t} & \frac{\partial F_y}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial y} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial F_y}{\partial t} & \frac{\partial F_z}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial z} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial F_z}{\partial t} & \frac{\partial F_x}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial x} &= \frac{1}{c}\,\frac{\partial H_z}{\partial t} \\ \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} &= 0 & \frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} &= 0 \end{aligned}\right\} \quad . \quad (3)$$

Wanneer aangenomen wordt, dat de magnetische kracht in een horizontaal vlak gelegen is (hetgeen het geval moet zijn bij een verticalen zender, wanneer er axiale symmetrie heerscht rondom de as er van), kunnen de veldcomponenten worden geschreven in de navolgende gedaante

$$\left.\begin{array}{lll} F_r = \dfrac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial z} & F_z = -\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}\left(r\dfrac{\partial \Pi}{\partial r}\right) & F_\varphi = 0 \\ H_r = 0 & H_z = 0 & H_\varphi = -\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial^2 \Pi}{\partial r \partial t}, \end{array}\right\} \quad (4)$$

waarbij in het horizontale vlak $r$ en $\varphi$ als cylindrische coördinaten ($r =$ voerstraal in het horizontale vlak, $\varphi =$ hoek van dezen voerstraal met eene constante richting) in plaats van $x$ en $y$ zijn ingevoerd, terwijl de $z$-as verticaal naar boven is gekozen. De z.g. potentiaal van Hertz $\Pi$ voldoet in 't algemeen aan de verg.

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial y} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} = 0, \quad . \quad . \quad (5)$$

welke verg. den naam draagt van golfvergelijking.

Voor het hier aangenomen geval en onder gebruikmaking van cylindrische coördinaten wordt deze verg.

$$\frac{\partial^2 \Pi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \Pi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Pi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \Pi}{\partial t^2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

§ 2. Aan deze verg. voldoet de functie

$$\Pi = \frac{M_m}{R}\sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

waarin $M_m$ eene nader te bepalen beteekenis heeft.

Gebruikmakende van de betrekking $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ en den hoek $a$ tusschen z-as en voerstraal invoerende, wordt voor de veldcomponenten dan gevonden

$$\left.\begin{array}{l} F_r = \dfrac{3\, M_m \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R^3}\sin a \cos a + \\ + \dfrac{6\pi M_m \cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda\, R^2}\sin a \cos a - \dfrac{4\pi^2 M_m \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda^2\, R}\sin a \cos a \\ F_z = \dfrac{M_m \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R^3}(2\cos^2 a - \sin^2 a) + \\ + \dfrac{2\pi M_m \cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda\, R^2}(2\cos^2 a - \sin^2 a) + \dfrac{4\pi^2 M_m \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda^2\, R}\sin a \end{array}\right\} \quad (8)$$

$$H_\varphi = \frac{2\pi M_m \cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda R^2} \sin a - \frac{4\pi^2 M_m \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{\lambda^2 R} \sin a. \quad (8)$$

$$F_\varphi = H_r = H_z = o.$$

Deze verg. g. doen zien, dat er eene electromagnetische golfbeweging plaats heeft, die zich vanaf den oorsprong met lichtsnelheid naar alle zijden voortplant. Op kleinen afstand van den oorsprong, d. w. z. voor $2\pi R << \lambda$ heeft de eerste term in bovenstaande uitdrukkingen eene waarde, die de andere termen verre overtreft en behoeft voornamelijk alleen met dien eersten term rekening te worden gehouden. De uitdrukkingen stellen dan het quasistationaire veld (d. w. z. een veld, dat in werkelijkheid niet stationair is, dus met den tijd verandert, doch zich gedraagt, alsof het van stationaire ladingen en stroomen afkomstig is) voor van een in den oorsprong geplaatsten electrischen dipool met het veranderlijke moment

$$M = M_m \sin\omega t \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

De ladingen van dezen dipool kunnen we stellen

$$Q = \pm Q_m \sin\omega t, \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

den onderlingen afstand $2l$, waarbij $2l Q_m = M_m$, terwijl $l << R$ moet zijn.

De stroomsterkte in den dipool is dan

$$I = \frac{dQ}{dt} = Q_m \omega . \cos\omega t = I_m \cos\omega t \quad \ldots \quad (11)$$

Wordt het electromagnetische veld van dezen dipool berekend, gebruikmakende van de formules voor stationaire velden, dan wordt gevonden

$$F_r = \frac{3 M_m \sin\omega t}{R^3} \sin a \cos a, \quad F_z = \frac{M_m \sin\omega t}{R^3} (2\cos^2 a - \sin^2 a)$$

$$H_\varphi = \frac{\omega M_m \cos\omega t}{c R^2} \sin a \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

welke uitdrukkingen overeenstemmen met de eerste termen in de formules (8), in welke termen $\frac{R}{c}$ t. o. v. $t$. kan worden verwaarloosd wegens de onderstelling $2\pi R << \lambda$, die ook kan worden geschreven $2\pi \frac{R}{c} << T$. Het veld op kleinen afstand stemt derhalve geheel overeen met dat van een dipool, vandaar dat het

boven beschouwde veld genoemd wordt dat van een dipool van Hertz [1]).

Is in dit veld andererzijds $2\pi R >> \lambda$, dan is in de uitdrukkingen (8) de laatste term de voornaamste. In dit gebied, de golfzone genaamd, zijn zoowel de electrische als de magnetische kracht omgekeerd evenredig met $R$, voorts blijken ze loodrecht op elkaar en op den voerstraal te staan, ten slotte zijn ze aan elkaar gelijk ten bedrage

$$F_u = H_\varphi = -\frac{4\pi^2 M_m}{\lambda^2 R} \sin \omega \left(t - \frac{R}{c}\right) \sin a, \quad . \quad (13)$$

waarin $u$ eene richting beteekent, loodrecht op $R$ in een verticaal vlak gelegen. Dientengevolge heeft de Poynting'sche stralingsvector in dit gebied steeds de richting van den voerstraal vanaf den dipool en de gemiddelde waarde

$$s_{gem.} = \frac{2\pi^3 c M_m^2 \sin^2 a}{\lambda^4 R^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14)$$

Wordt dit bedrag geïntegreerd over een bol met straal $R$, dan wordt de energie verkregen, die gemiddeld per tijdseenheid wordt uitgestraald. Hiervoor wordt gevonden.

$$S_{gem.} = \frac{2\pi^3 c M_m^2}{\lambda^4 R^2} \int \sin^2 a \, d o = \frac{16 \pi^4 c M_m^2}{3 \lambda^4} =$$

$$= \frac{16 \pi^2 I_m^2 l^2}{3 c \lambda^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (15)$$

Stellen we $\lambda = 4 l$, wat tennaastenbij geldt voor een lineairen zender (zie pag. 188), dan wordt verkregen

$$S_{gem.} = \frac{\pi^2 I_m^2}{3 c} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (16)$$

§ 3. Een lineaire zender kan tot op zekere hoogte worden beschouwd als eene aaneenschakeling van dipolen, waarvan het moment langs den zender continu verandert. Laat het moment per eenheid van lengte zijn

$$m = Q_m \cos k z_o \sin \omega t, \text{ waarin } k = \frac{\pi}{2l} \quad . \; . \quad (17)$$

De stroom, gegeven door $I = \frac{\partial m}{\partial t}$, heeft dan de waarde

$$I = Q_m \omega \cos k z_o \cos w t \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (18)$$

---

[1]) H. Hertz. Wied. Ann. 36 p. 1, 1888; Ges. Werke II p. 147.

terwijl de lading per eenheid van lengte $\varrho_1$, die met den stroom samenhangt volgens de betrekking $\frac{\partial \varrho_1}{\partial t} = - \frac{\partial I}{\partial z_o}$, met het moment per eenheid van lengte volgens $\varrho_1 = - \frac{\partial m}{\partial z_o}$, de waarde verkrijgt

$$\varrho_1 = Q_m k. \sin k z_o \sin \omega t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

De uitdrukkingen (17), (18), (19) stellen eene staande trilling voor, die kan worden ontbonden in twee voortloopende golven, die aan de uiteinden van den zender worden teruggekaatst, en zich in tegengestelden zin langs den zender voortplanten. Met zeer groote benadering kan voor de snelheid van voortplanting langs den zender de lichtsnelheid $c$ worden gesteld, in welke onderstelling $k = \frac{\omega}{c}$ wordt, daar dan in ééne periode de geheele lengte van den zender tweemaal wordt doorloopen. De lading der beide zenderhelften bedraagt $Q = \pm Q_m \sin \omega t$.

Voor dit geval wordt de potentiaal van Hertz

$$\Pi = Q_m \int_{-l}^{+l} \frac{d z_o \cos k z_o}{R} \sin \omega \left(t - \frac{R}{c}\right), \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

welke uitdrukking verkregen wordt door integratie van de potentialen, die voor de dipolen, waaruit de zender opgebouwd gedacht kan worden, afzonderlijk gelden. Voor een afstand van den zender, klein t.o.v. de lengte er van, wordt bij integratie verkregen.

$$\left. \begin{aligned} F_r &= \frac{2 k Q_m}{r} \sin k z \sin \omega t + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \\ H_\varphi &= \frac{2 \omega Q_m}{c . r} \cos k z \cos \omega t + \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \end{aligned} \right\} (21)$$

waarbij alleen de eerste term is aangegeven van de reeks ontwikkeling, die bij integratie ontstaat. Terwijl deze eerste term telkens van de orde $\frac{1}{r}$ is, is de volgende van de orde $\frac{1}{l} \ln \frac{2 l}{r}$, dus voor $r << l$ vele malen kleiner dan de eerste. Verder wordt gevonden

$$F_z = k Q_m \left[\frac{1}{R_1} \sin \omega \left(t - \frac{R_1}{c}\right) + \frac{1}{R_2} \sin \omega \left(t - \frac{R_2}{c}\right)\right], \quad . \quad (22)$$

waarin $R_1$ en $R_2$ de afstanden zijn van een veldpunt tot de uiteinden van den zender. Deze uitdrukking geldt voor een willekeurig punt van het veld. De overige veldcomponenten zijn gelijk aan nul.

De uitdrukkingen (21) leeren, vergeleken met (18), (19), dat voor $r << l$ de veldcomponenten $F_r$ en $H_\varphi$ bij benadering op quasista-

tionaire wijze met lading en stroom samenhangen. De componente $F_z$ blijkt volgens (22) $\neq o$ te zijn aan het oppervlak van den zender. Wordt echter hiervoor een zeer goede geleider genomen, dan staat met zeer groote benadering de electrische kracht loodrecht op het oppervlak van den geleider, precies zou dit het geval zijn bij een oneindig groot geleidingsvermogen. Wordt dit geïdealiseerde limietgeval aan de beschouwing ten grondslag gelegd, dan moet bij eindige waarde van $r_o$ $F_z = o$ zijn, hetgeen bij de boven gekozen verdeeling van lading en stroom intusschen niet het geval is. Er moet derhalve eene eenigszins andere verdeeling van lading en stroom langs den zender worden aangenomen, waarbij wel voldaan is aan de voorwaarde $F_z = o$. Het blijkt, dat daartoe kan worden gesteld

$$\varrho_1 = Q_m.\, k. \left[\sin k z_o \sin \omega t + \frac{I}{k} f_1'(z_o) \cos \omega t - \frac{I}{k} f_2'(z_o) \sin \omega t\right]$$

$$I = Q_m\, \omega \left[\cos k z_o \cos \omega t + f_1(z_o) \sin \omega t + f_2(z_o) \cos \omega t\right] \quad (23)$$

waarin $f_1(z_o)$ en $f_2(z_o)$ bij eerste benadering evenredig zijn met de grootheid $\dfrac{I}{ln \frac{2l}{r_o}} = \eta$, die als $<< I$ kan worden beschouwd.

De functies $f_1(z_o)$ en $f_2(z_o)$ kunnen in reeksen van Fourier worden ontwikkeld, die voor $z_o = \pm l$ nul moeten worden, aangezien de stroom daar nul is. De coëfficiënten dezer reeksen laten zich zoo bepalen, dat bij eerste benadering $F_z = o$ wordt. Op die wijze wordt gevonden.

$$\begin{aligned} f_1(z_o) &= A_1 (z_o \mp l) \sin k z_o + A_3 \cos 3 k z_o + A_5 \cos 5 k z_o + \dots \\ f_2(z_o) &= B_1 (z_o \mp l) \sin k z_o + B_3 \cos 3 k z_o + B_5 \cos 5 k z_o + \dots \end{aligned} \quad (24)$$

waarin het bovenste teeken betrekking heeft op de bovenste helft, het onderste op de onderste helft van den zender, terwijl verder

$$A_1 = \frac{-k}{\pi\, ln \frac{2l}{r_o}} \int_0^{2\pi} \frac{I - \cos q}{q}\, dq, \quad \underset{n \neq o}{A_{2n+I}} = \frac{(-I)^{n+I} . 2}{\pi \left[(2n+I)^2 - 1\right] ln \frac{2l}{r_o}} \int_{2n\pi}^{2(n+I)\pi} \frac{\cos q\, dq}{q} \quad (25)$$

$$B_1 = \frac{-k}{\pi\, ln \frac{2l}{r_o}} \int_0^{2\pi} \frac{\sin q\, dq}{q}, \quad \underset{n \neq o}{B_{2n+I}} = \frac{(-I)^{n} . 2}{\pi \left[(2n+I)^2 - I\right] ln \frac{2l}{r_o}} \int_{-2(n+I)\pi}^{2n\pi} \frac{\sin q\, dq}{q}$$

Het veld op grooten afstand van den zender kan worden gevonden door den zender te beschouwen als eene aaneenschakeling van dipolen. Door de veldcomponenten voor de verschillende dipolen te sommeeren, waarbij gelet moet worden op het phaseverschil van de verstoringen, die afkomstig zijn van de verschillende dipolen afzonderlijk, kan de stralingsvector van Poynting op eenvoudige wijze worden berekend voor een punt op een afstand vanaf den zender, groot t. o. v. de golflengte. In dat gebied, de golfzone, zijn de electrische en de magnetische kracht aan elkaar gelijk en staan beide loodrecht op den voerstraal, terwijl ze ook loodrecht op elkaar staan. Door integratie over een bol met dien afstand tot straal en het gemiddelde te nemen voor de eenheid van tijd wordt de energie gevonden, die gemiddeld per tijdseenheid wordt uitgestraald. Bij de verdeeling van lading en stroom, gegeven door (18) en (19), wordt dan gevonden

$$\left.\begin{aligned} H_\varphi &= \frac{2\,Q_m}{R_o}\,k\,\sin\omega\left(t - \frac{R_o}{c}\right)\cdot\frac{\cos\left(\frac{\pi}{2}\cos a_o\right)}{\sin a_o}. \\ S_{gem.} &= \frac{I_m{}^2}{c}\int\limits_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos a_o\right)}{\sin a_o}\,d\,a_o = 1.22\,\frac{I^2_{m\cdot}}{c} \end{aligned}\right\} \qquad (26)$$

Door Abraham [1]) is het electromagnetische probleem van den lineairen zender behandeld door den zender op te vatten als eene zeer lange, gestrekte omwentelingsellipsoïde. Om dit trillingsprobleem op te lossen worden door ieder punt der ruimte drie onderling loodrechte richtingen gelegd, aangeduid met de letters $u$, $v$, $w$, waarbij deze richtingen van punt tot punt veranderen.

De $u$-richting in zeker punt valt samen met die eener ellips, waarvan de brandpunten gelegen zijn in de eindpunten van den lineairen zender, de $v$-richting met die eener hyperbool, die dezelfde brandpunten heeft, terwijl eindelijk de $w$-richting die is van een cirkel, waarvan het vlak loodrecht op de lengte-as van den zender en het middelpunt van die as ligt. Deze drie richtingen kunnen als kromlijnige coördinaten worden ingevoerd. Door de veldverg.g. van Maxwell op deze coördinaten te transformeeren en de oplossingen van de aldus verkregen differentiaalverg.g. te laten voldoen aan de voorwaarde, dat de electrische kracht loodrecht moet staan op het oppervlak van den ellipsoïdischen zender (in de onderstelling van het limietgeval van een oneindig groot geleidingsver-

[1]) M. Abraham Wied. Ann. *66* p. 435, 1898; Ann. d. Phys. *2* p. 32, 1900.

mogen), kunnen uitdrukkingen voor de veldcomponenten in de omgeving van den zender worden gevonden.

In het grensgeval van een oneindig dunnen zender wordt ten slotte verkregen

$$\left.\begin{aligned} F_u &= \pi\, Q_m \frac{\cos \frac{\omega}{c} a_2 \cos \omega \left(t - \frac{a_1}{c}\right)}{\sqrt{l^2 - a_2^2}.\ \sqrt{a_1^2 - a_2^2}} \\ F_v &= \pi\, Q_m \frac{\sin \frac{\omega}{c} a_2 \sin \omega \left(t - \frac{a_1}{c}\right)}{\sqrt{a_1^2 - l^2}.\ \sqrt{a_1^2 - a_2^2}} \\ H_w &= \pi\, Q_m \frac{\cos \frac{\omega}{c} a_2 \cos \omega \left(t - \frac{a_1}{c}\right)}{\sqrt{l^2 - a_2^2}.\ \sqrt{a_1^2 - l^2}.} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad (27)$$

$$a_1 > l > a_2.$$

De grootheden $a_1$ en $a_2$ zijn resp. de halve groote en halve kleine as van de omwentelingsellipsoïde, gaande door het beschouwde veldpunt. De uitdrukkingen (27) liggen ten grondslag aan de door Hack [1]) geteekende figuren, die den loop der electrische krachtlijnen in verschillende phasen der trilling aangeven. Bij een zender, die niet oneindig dun wordt ondersteld, bevatten de uitdrukkingen voor de veldcomponenten nog termen evenredig met $\dfrac{I}{ln\,\frac{2\,l}{r_o}}$ en machten hiervan.

Teneinde de energie te berekenen, die in het electromagnetische veld van den lineairen zender is opgehoopt, kunnen de bekende uitdrukkingen van Maxwell voor de energie per eenheid van volume worden gebezigd. Door integratie hiervan over het geheele veld wordt de totale energie gevonden. Op die wijze te werk gaande wordt eene uitdrukking verkregen, die één term bevat, die bij de integratie een oneindig groote waarde geeft. Deze laatste term beantwoordt aan de energie, die bij den ongedempten trillingstoestand, die reeds willekeurig langen tijd kan hebben geduurd, is uitgestraald, het spreekt dus vanzelf, dat deze term een oneindig groote waarde moet hebben. De eerste term daarentegen vertegenwoordigt eene hoeveelheid energie, die niet wordt uitgestraald, en die dus beschouwd kan worden als de eigenlijke veldenergie van het quasistationaire veld van den zender.

---

[1]) F. Hack. Ann. d. Phys. *14* p. 539, 1904.

Voor het grensgeval van den oneindig dunnen zender bedraagt deze hoeveelheid energie

$$W = \frac{\omega^2 l \, Q_m^2}{c^2} \, ln \, \frac{2l}{r_o} = \frac{I^2_m \, l}{c^2} \, ln \, \frac{2l}{r_o} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

Voor een zender, die niet als oneindig dun is te beschouwen, moeten aan deze uitdrukking nog termen worden toegevoegd, waarvan de orde van grootte $\eta, \eta^2 \ldots$ malen zoo klein is als die van de uitdrukking (28). In dat geval blijkt de uitgezonden golflengte met de geheele lengte van den zender samen te hangen volgens de betrekking

$$\lambda = \lambda_{r_o = o} \left( 1 + \frac{\eta^2}{2} \right)$$

(29), waarin $\lambda_{r_o = o}$ beteekent de golflengte voor het grensgeval $r_o = o$.

Verschillende waarnemers hebben voor het verband tusschen de lengte van den zender en de uitgezonden golflengte (d. i. de golflengte beantwoordende aan de eigen trilling van den zender) niet dezelfde uitkomst verkregen. In het algemeen werd gevonden, dat $\lambda$ zich tusschen de grenzen $4\,l$ en $5\,l$ bewoog. Dit resultaat is niet te verklaren met behulp van de uitdrukking (29) (zie pag. 197).

De hier gegeven behandeling van den lineairen zender ter lengte $2\,l$ beantwoordt aan een zender ter lengte $l$, die geplaatst is op een volkomen geleidend aardoppervlak [1]. De voorwaarde n.l., die aan een volkomen geleidend aardoppervlak vervuld moet zijn, bestaat daarin, dat aan dat oppervlak de electrische kracht loodrecht er op gericht moet zijn. Dit nu wordt bereikt, wanneer het horizontale symmetrievlak, in het midden van den zender loodrecht op de lengteas er van aangebracht, als het (volkomen geleidende) aardoppervlak wordt ingevoerd. De lengte van den zender boven dit oppervlak bedraagt dan $l$. Het electromagnetische veld boven de aarde is dan precies hetzelfde als voor den zender ter lengte $2\,l$, die zich vrij in de ruimte bevindt. Met name heeft de stralingsvector van Poynting dezelfde waarde. De op eene volkomen geleidende aarde geplaatste zender ter lengte $l$ zendt dientengevolge door een halven bol de helft van de energie, die een zich vrij in de ruimte bevindende zender ter lengte $2\,l$ door een geheelen bol zendt.

[1]) De aarde wordt hier, evenals in het vervolg, als vlak aangenomen. Van eventueele buigingsverschijnselen wordt derhalve afgezien.

De boven in (28) gegeven uitdrukking voor de veldenergie van den zender had ook verkregen kunnen worden door het veld als quasistationair te beschouwen en als „capaciteit per eenheid van lengte" van den zender in te voeren $\frac{1}{2\, ln \frac{2\,l}{r_o}}$, als „inductiecoëfficiënt per eenheid van lengte" $2\, ln \frac{2\,l}{r_o}$; de aldus gedefiniëerde grootheden kunnen worden gebaseerd op de overeenkomstige grootheden voor het stationaire veld.

Bij invoering dezer grootheden wordt voor het quasistationaire deel van de veldenergie verkregen

$$W = ln \frac{2\,l}{r_o} \int\limits_{-l}^{+l} \left( \varrho_1^2 + \frac{I^2}{c^2} \right) d\, z_o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

§ 4. Bij invoering hierin van de grootheden (18) en (19) wordt de uitdrukking (28) verkregen. Aangezien voor een zender van willekeurige gedaante (dus niet verticaal) de veldenergie zich altijd grootendeels in de onmiddellijke nabijheid er van zal bevinden, kan de uitdrukking (30) bij benadering ook worden gebezigd voor zulk een zender, waarbij steeds weer het (als volkomen geleidend gedachte) aardoppervlak een symmetrievlak is en de integratie moet worden uitgevoerd langs den geheelen zender, waarbij dan $z_o$ de coördinaat langs den zender beteekent en $\pm\, l$ de coördinaten der uiteinden.

Eene trillingsvergelijking voor een dergelijken zender kan worden verkregen door gebruik te maken van de hier gegeven benaderde beschouwing, waarbij de veldenergie op quasistationaire wijze in verband wordt gebracht met lading en stroom van elk deel van den zender. Daarbij zal de afneming per tijdseenheid van de veldenergie gelijk moeten zijn aan de voor stroomwarmte en straling per tijdseenheid verbruikte energie. Voor stroomwarmte wordt per eenheid van lengte en tijd verbruikt $I^2\, w_1$, als $w_1$ de weerstand per eenheid van lengte is, voor straling wordt per eenheid van lengte een bedrag verbruikt van $- \sigma_1\, I\, \frac{\partial^2\, I}{\partial\, t^2}$, als de door de versnelling der electronen veroorzaakte straling in rekening wordt gebracht door eene „reactie der straling" in te voeren, gelijk aan $- \sigma_1\, \frac{\partial^2\, I}{\partial\, t^2}$, waarin $\sigma_1$ eene grootheid is, die in het algemeen zal afhangen van de configuratie van en het stroom-

verloop in den zender, maar die binnen zekere grenzen wel als eene constante mag worden beschouwd. Op die wijze wordt de vergelijking verkregen.

$$2\ ln\ \frac{2\ l}{r_o}\left[\frac{1}{c^2}\frac{\partial\ I}{\partial\ t}+\frac{\partial\ \varrho_1}{\partial\ z_o}\right]+I\ w_1-\sigma_1\ \frac{\partial^2\ I}{\partial\ t^2}=o \quad (31)$$

terwijl tevens

$$\frac{\partial\ \varrho_1}{\partial\ t}=-\frac{\partial\ I}{\partial\ z_o} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

Door eliminatie van $\varrho_1$ wordt verkregen

$$\frac{2}{\eta\ c^2}\ \frac{\partial^2\ I}{\partial\ t^2}-\frac{2}{\eta}\ \frac{\partial^2\ I}{\partial\ z_o{}^2}+w_1\ \frac{\partial\ I}{\partial\ t}-\sigma_1\ \frac{\partial^3\ I}{\partial\ t^3}=o \quad (33)$$

Deze vergelijkingen vertoonen veel overeenkomst met die, welke voor dubbele geleidingen gelden (de „telegraafvergelijking") en de behandeling kan derhalve ook op analoge wijze geschieden. Laat in het midden van den zender eene uitwendige electromotorische kracht werkzaam zijn, die de gedaante moge hebben

$$E=E_m\ e^{j\ (\omega\ t+\delta)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

Deze E. M. K. zal in de eerste plaats aanleiding geven tot een discontinu verloop der ladingsdichtheid in het midden van den zender. Gebruikmakende van de algemeene vergelijking voor de electrische kracht

$$F_z=-\frac{1}{c}\ \frac{\partial\ A_z}{\partial\ t}-\frac{\partial\ \Phi}{\partial\ z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

benevens die voor den scalairen electromagnetischen potentiaal, die als eerste benadering geeft

$$\Phi=2\ \varrho_1\ ln\ \frac{2\ l}{r_o}+\ldots \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

wordt door integratie langs het zeer korte stuk, waar de E. M. K. werkzaam is, en waarvoor $A_z$ als eene constante mag worden beschouwd, verkregen

$$\varrho_{1+}-\varrho_{1-}=\frac{E\ \eta}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

waarin de index + betrekking heeft op de bovenste helft, de index — op de onderste helft van den zender. Door (37) wordt

nu aangegeven het verschil in lading per eenheid van lengte aan boven- en onderzijde van de plaats, waar de E. M. K. werkzaam is [1]). Het stroomverloop moet op die plaats continu zijn, terwijl aan de uiteinden van den zender de stroom nul moet zijn. Met behulp van deze grensvoorwaarden wordt onder gebruikmaking van (33) voor het stroomverloop in beide zenderhelften verkregen

$$\left.\begin{aligned} I_+ &= \frac{j\,\omega\,\eta\,E_m\,\sinh\gamma\,(l-z_o)}{4\,\gamma\,\cosh\gamma\,l}\,e^{j(\omega t+\delta)} \\ I_- &= \frac{j\,\omega\,\eta\,E_m\,\sinh\gamma\,(l+z_o)}{4\,\gamma\,\cosh\gamma\,l}\,e^{j(\omega t+\delta)} \end{aligned}\right\} \quad (38)$$

$$\text{waarin } \gamma = j\,\frac{\omega}{c} + \frac{c\,\eta}{4}\,(w_1 + \sigma_1\,\omega^2) = j\,a + \beta \quad (39)$$

Door alleen het reëele deel te nemen van de complexe uitdrukkingen (34) en (38) wordt (bij reëele frequentie) verkregen

$$E = E_m \cos(\omega t + \delta)$$

$$\left.\begin{aligned} I_+ = \frac{\omega\,E_m\,\eta}{4\,a^2\,(\cos^2 a\,l + \beta^2\,l^2\,\sin^2 a\,l)} \Big[ &- a\,\cos a\,l\,\sin a\,(l-z_o)\,. \\ \sin(\omega t+\delta) + \beta \Big\{ &a\,l\,\cos a\,z_o - a\,z_o\,\cos a\,l\,\cos a\,(l-z_o) - \\ &- \cos a\,l\,\sin a\,(l-z_o)\Big\}\,\cos(\omega t+\delta)\Big]. \end{aligned}\right\} \quad (40)$$

Hiervoor kan geschreven worden

$$I_+ = I_m \cos(\omega t + \delta + \psi) \quad (41), \quad \text{waarin}$$

$$\left.\begin{aligned} I_m &= \frac{\omega\,E_m\,.\,\eta}{a^2(\cos^2 a\,l + \beta^2\,l^2\,\sin^2 a\,l)} \sqrt{\Big[a^2\cos^2 a\,l\,\sin^2 a\,(l-z_o) +} \\ &\overline{+ \beta^2 \Big\{a\,l\cos a\,z_o - a\,z_o\cos a\,l\cos a\,(l-z_o) - \cos a\,l\,\sin a\,(l-z_o)\Big\}^2\Big]} \\ tg\,\psi &= \frac{\cos a\,l\,\sin a\,(l-z_o)}{\beta\,l\cos a\,z_o - \beta\,z_o\cos a\,l\cos a\,(l-z_o) - \frac{\beta}{a}\cos a\,l\,\sin a\,(l-z_o)} \end{aligned}\right\} \quad (42)$$

Eéne reeks eigenfrequenties wordt verkregen uit $\cosh\gamma\,l = o$, hetgeen geeft

$$\omega = (2\,n + 1)\frac{\pi\,c}{2\,l} + j\,c\,\beta_{2n+1} \quad \ldots \quad (43),$$

---

[1]) De verg. (37) is slechts in een bepaald geval bij benadering geldig. Over het algemeen zal het verschil in lading $\varrho_{1+} - \varrho_{1-}$ zeer afhangen van de configuratie van den zender ter plaatse der E. M. K. Voor elk geval zou dit feitelijk exact moeten worden onderzocht.

d. w. z. de trillingstijd er van is $\frac{4l}{(2n+1)c}$, de demping $c\,\beta_{2n+1}$, het logarithmisch decrement $\frac{4\cdot\beta_{2n+1}\,l}{2n+1}$.

Bij deze eigenfrequenties bevindt zich een maximum van de stroomamplitudo in het midden van den zender ter lengte $2\,l$, de lading vertoont daar een minimum der amplitudo.

Ook zijn er bij den lineairen zender eigentrillingen mogelijk met de frequentie

$$\omega = n.\frac{\pi c}{l} + j c\,\beta_{2n} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (44),$$

er bevindt zich dan in het midden van den zender een maximum van de ladingsamplitudo. Doordat zulks boven werd buitengesloten, konden de eigenfrequenties (44) ook niet gevonden worden. Een lineaire zender zal op deze wijze bv. in trilling kunnen geraken door het aanbrengen van eene E. M. K. van de geschikte frequentie op een afstand $\frac{l}{2}$ van het uiteinde verwijderd, terwijl de zender niet in het midden geaard zou mogen zijn in verband met het aldaar optredende maximum der ladingsamplitudo.

Is de uitwendige E. M. K. ongedempt en komt de frequentie er van overeen met $a\,l = \frac{\pi}{2}$, dus $\omega = \frac{\pi c}{2\,l}$, dan bereikt de stroomamplitudo een maximum, gelijk aan

$$I_m = \frac{\omega\;E_m\;\eta\;\cos\frac{\pi z_0}{2\,l}}{2\,\pi\,\beta_{2n+1}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (45)$$

en is $\psi = 0$. In 't algemeen wordt voor $a\,l = (2n+1)\,\frac{\pi}{2}$ een maximum van de stroomamplitudo bereikt. Wanneer de frequentie een dezer waarden heeft, doet zich het analogon voor van de resonantie in een L C-keten.

§ 5. De per tijdseenheid gemiddeld door een verticalen zender uitgestraalde energie is voor $n = 0$ (grondtrilling) gegeven door (26), terwijl voor $n \neq 0$ (hoogere harmonische trillingen) voor deze hoeveelheid energie gevonden wordt

$$S_{gem.} = \frac{I_m^2}{c}\int_0^{\pi}\frac{\cos^2\left[(2n+1)\,\frac{\pi}{2}\,\cos a\right]}{\sin a}\,d\,a \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (46),$$

welke waarde met $n$ toeneemt. Voor de hoogere harmonische

trillingen is dus de demping grooter dan voor de grondtrilling, het logarithmisch decrement is echter kleiner.

De energie, die door een verticalen zender uitgestraald wordt, is niet voor alle richtingen even groot. Bij berekening blijkt deze voor trillingsvormen, waarbij een spanningsknoop in het midden van den zender optreedt, evenredig te zijn met $cos^2 \left[(2n+1)\frac{\pi}{2} \cos a\right]$.

Deze energie is dus nul voor $(2n+1)\frac{\pi}{2}\cos a = (2p+1)\frac{\pi}{2}$, of $\cos a = \frac{2p+1}{2n+1}$.

Voor $n = 0$ (grondtrilling) is alleen $p = 0$ mogelijk, dus $\cos a = 1$, $a = 0$, dus de richting van de z-as. Voor $n = 1$ (3e harmonische trilling) is de uitgestraalde energie nul voor $\cos a = 1$ $(p = 1)$ en $\cos a = \frac{1}{3}$ $(p = 0)$ enz. Voor eene waarde van $a$, gelegen tusschen de waarden, waarvoor de uitgestraalde energie nul is, bereikt deze een maximum.

Voor trillingsvormen, waarbij een stroomknoop in het midden van den zender optreedt, is, als $2n$ de orde der trilling is, de uitgestraalde energie evenredig met $\sin^2(\pi n \cos a)$, zoodat deze nul is voor $\pi n \cos a = p \cdot \pi$, of $\cos a = \frac{p}{n}$. Voor $n = 1$ (2e harmonische trilling) is de uitgestraalde energie nul voor $\cos a = 1$ $(p = 1)$ en voor $\cos a = 0$ $(p = 0)$. Tusschen de nulwaarden in ligt telkens een maximum.

Wijkt de frequentie eenigszins af van die der grondtrilling $\omega = \frac{\pi c}{2l}$, dan blijkt de uitgestraalde energie eene andere waarde te hebben dan (26). Voor $\alpha l = \frac{\pi}{2} + \zeta$, waarbij $\zeta << \frac{\pi}{2}$ ondersteld is, wordt gevonden voor de E. M. K. (34)

$$S_{gem.} = \frac{c\, E^2_m \cdot \eta^2}{16(\zeta^2 + \beta^2 l^2)} \left[ \int_0^\pi \frac{\cos^2\left(\frac{\pi}{2}\cos a\right)}{\sin a}\, da + \frac{\zeta^3}{\zeta^2 + \beta^2 l^2} \left\{ Si\,(2\pi) - \frac{1}{\pi} \right\} \right] \quad (47$$

Deze uitdrukking bezit een maximum voor $\zeta = 0$.

Is $\zeta \neq 0$, dan is er geen maximum van de stroomamplitudo in het midden van den zender gelegen, zooals voor $\zeta = 0$.

Bij het inschakelen van den stroom in een zender zal deze aanvankelijk in al zijne eigen frequenties meetrillen, zoodat over den

trillingstoestand, zooals deze zal zijn eenigen tijd na stroomsluiting alle hoogere harmonische trillingen van oneven orde gesuperponeerd zijn. De amplitudines dezer eigen trillingen worden gevonden uit de voorwaarde, dat op den tijd $t = o$ de stroom in alle punten van den zender nul moet zijn. De stroom zal dan kunnen worden voorgesteld door

$$I_+ = I_m \cos(\omega t + \delta + \psi) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{n=\infty} A_{2n+1} \cdot e^{-c\beta_{2n+1} \cdot t} \cos \frac{(2n+1)\pi c t}{2l} \cos \frac{(2n+1)\pi z_o}{2l} \quad (48)$$

waarin de coëfficiënten $A_{2n+1}$ met behulp van de beginvoorwaarde moeten worden bepaald. Hierbij is aangenomen als E. M. K.

$$E = E_m \cos(\omega t + \delta)$$

werkende in het midden van den zender ter lengte $2l$. De coëfficiënten $A_{2n+1}$ zijn afhankelijk van de waarde $\delta$, d.w.z. van de E. M. K. op het oogenblik van stroomsluiting.

Wordt b.v. $\delta = \frac{\pi}{2}$ ondersteld, dan wordt gevonden

$$A_{2n+1} = \frac{2\,\omega\,E_m \cdot \eta \cdot l \cdot \cos^2 a l}{\left\{\pi^2(2n+1)^2 - 4a^2 l^2\right\}(\cos^2 a l + \beta^2 l^2 \sin^2 a l)} \quad (49)$$

Voor $a l = (2n + 1)\frac{\pi}{2}$ wordt deze uitdrukking nul, zoodat de stroom wordt weergegeven door den eersten term in (47) alleen.

Is op eenigen afstand van den zender een andere zender werkzaam, dan kan de hiervan afkomstige electrische kracht als eene uitwendige electrische kracht voor den eersten zender worden ingevoerd, waarvan de lijnintegraal eene electromotorische kracht geeft. Eveneens geeft het veld van den eersten zender eene electromotorische kracht in den tweeden. De beide zenders moeten als gekoppelde systemen worden opgevat, waarbij de afstand der zenders optreedt in de phase der E. M. K. K., die ze op elkaar uitoefenen. Hier zal echter niet nader op deze quaestie worden ingegaan.

§ 6. Aangezien een zender, naar de uiteenzettingen van bladz. 189 v.v. veel eerder te vergelijken is met een systeem met verdeelde zelfinductie en capaciteit dan met eene eenvoudige L C-keten, is het feitelijk niet juist van „de" zelfinductie of van „de" capaciteit van den zender te spreken, ofschoon zulks in de litteratuur regel is. Al naar gelang van de definitie dezer begrippen worden er dan ook verschillende waarden voor gevonden. Laat het geval $a l = \frac{\pi}{2}$

beschouwd worden (grondtrilling). Dan is voor $z_o = l$, $\varrho_{1m} = \frac{\pi Q_m}{2 v}$.
Was deze lading over de geheele lengte van den zender constant, wat bij statische lading het geval zou zijn, dan zou de totale lading bedragen van de positieve zenderhelft $\frac{1}{2} \pi Q_m$, terwijl de lading inderdaad de maximale waarde $Q_m$ heeft. Op grond hiervan wordt gesteld $\frac{C_{electrostat.}}{C^{(1)}} = \frac{\pi}{2}$, waarin $C^{(1)}$ zou moeten voorstellen „de" capaciteit van den zender in trilling. Deze zou dientengevolge bedragen

$$C^{(1)} = \frac{2\,l}{\pi}\, ln\, \frac{2\,l}{r_o}$$

De willekeur van eene dergelijke definitie springt onmiddellijk in het oog. Even willekeurig zou het zijn als capaciteit van de zenderhelft aan te merken de verhouding van de maximale lading er van tot de maximale E. M. K., die er op werkt, wat zou geven, gebruikmakende van de verg. *g.* (33) en (37)

$$C^{(2)} = \frac{Q_m}{\frac{1}{2} E_m} = \frac{c}{4\, \beta_1\, \omega\, ln\, \frac{2\,l}{r_o}}$$

De meest rationeele definitie van de capaciteit zou nog zijn met behulp van de electrische energie. Deze zou eenerzijds gesteld kunnen worden

$$U = \frac{1}{2} \frac{Q_m^2}{C^{(3)}}$$

terwijl andererzijds uit (28) volgt $U = \frac{\pi^2\, Q_m^2}{4\,l}\, ln\, \frac{2\,l}{r_o}$.

Door gelijkstelling dezer waarden wordt verkregen

$$C^{(3)} = \frac{2\,l}{\pi^2} \frac{1}{ln\, \frac{2\,l}{r_o}}$$

Ook voor den „coëfficiënt van zelfinductie" van den zender kunnen allerlei waarden worden verkregen. Wordt gebruik gemaakt van de formule $T = \frac{2\,\pi}{c} \sqrt{L\, C}$ en wordt hierin gesubstitueerd de waarde $C^{(1)}$, dan wordt gevonden $L^{(1)} = \frac{2\,l}{\pi} \frac{1}{ln\, \frac{2\,l}{r_o}}$.
Eveneens zou, beantwoordende aan $C^{(2)}$, eene waarde worden ge-

vonden $L^{(2)} = \frac{4 c \beta_1}{\omega} ln \frac{2 l}{r_o}$. Eindelijk kan worden uitgegaan van de magnetische energie. Eenerzijds zou die gesteld kunnen worden gelijk aan $\frac{1}{2 c^2} L^{(3)} I_m^2$, anderzijds is deze energie maximaal gegeven door (28). Gelijkstelling geeft

$$L^{(3)} = 2 l \, ln \frac{2 l}{r_o}.$$

De uitdrukkingen voor $C^{(3)}$ en voor $L^{(3)}$ geven, in de formule van Thomson gesubstitueerd, niet de juiste waarde voor de periode $T$.

Het blijkt hieruit, dat er voor capaciteit en zelfinductie van den zender allerlei definities mogelijk zijn, waarvan er geen enkele bepaald bevredigend is. Bovendien zijn de boven gegeven uitdrukkingen alleen geldig voor de grondtrilling, bij andere frequenties zouden andere uitdrukkingen worden verkregen. Dat zulke uiteenloopende waarden worden gevonden, vindt zijn oorzaak daarin, dat de begrippen capaciteit en coëfficiënt van zelfinductie voor een in trilling zijnden zender feitelijk niet mogen worden gebezigd, evenmin als de formule van Thomson voor de periode. Wanneer het electromagnetische veld van den zender bij benadering als quasistationair wordt beschouwd, wat de veldenergie betreft, is hiermede dan ook niet bedoeld, dat de zender als een L C-systeem mag worden opgevat, doch dat het veld op zeker oogenblik tennaastenbij kan worden afgeleid van de langs den zender veranderlijke waarden van stroom en lading op datzelfde oogenblik, zonder gebruik te maken van geretardeerde potentialen.

Onder den totalen (effectieven weerstand) van den zender kan de grootheid worden verstaan, die, vermenigvuldigd met het quadraat van de effectieve waarde van het stroommaximum de in het geheel gemiddeld per tijdseenheid verbruikte energie aangeeft. Tot de energie, die verbruikt wordt, behoort de stroomwarmte, die ontwikkeld wordt in den zender en in de aarde, voorts de uitgestraalde energie, ten slotte eventueele energieverliezen door sproeien van condensatoren, coronaeffecten, wervelstroomen in naburige geleiders, E. M. K. K in andere zenders enz. De weerstand van de draden van den zender wordt beïnvloed door het bekende huid-effect. Ditzelfde effect bepaalt de verdeeling van den stroom in de aarde in de omgeving van den zender, en daardoor is de „aardweerstand" hiervan zeer afhankelijk. Voor een verticalen zender kan deze grootheid onder invoering van bepaalde onderstellingen bij benadering worden gevonden. Daartoe kan worden

aangenomen, dat voor de aarding van den zender een coaxiale metalen cylinder met straal $r_1$ dient, welke cylinder tot eene diepte in de aarde moge reiken van een zoodanig bedrag, dat de stroomdichtheid van den aardstroom op die diepte kan worden verwaarloosd t.o.v. de stroomdichtheid aan de oppervlakte der aarde. De stroomlijnen in de aarde worden horizontaal aangenomen en radicaal gericht naar den metalen cylinder. Bij die onderstelling neemt de stroomdichtheid met de diepte exponentiëel af volgens de functie

$$e^{\frac{z}{c}\sqrt{\omega g}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (50),$$

(z heeft hier eene waarde $< 0$),

terwijl ook de phase met de diepte variëert. Wat het electromagnetische veld boven de aarde in de onmiddellijke nabijheid van den zender betreft, zoo wordt aangenomen, dat het geleidingsvermogen der aarde zoo groot is, dat de electrische krachtlijnen gerekend mogen worden loodrecht op het aardoppervlak te staan, zoodat het veld zeer tennaastenbij overeenkomt met het veld van den zender voor eene volkomen geleidende aarde. De stroomintensiteit van den aardstroom zal dan op eene bepaalde wijze afnemen vanaf den zender. Wordt voorts alleen gerekend met dat deel van den aardstroom, dat in phase is met den stroom in den verticalen zender, wat weer neerkomt op de „quasistationaire" beschouwing van het veld, dan wordt gevonden voor den aardweerstand

$$w_a = \frac{1}{4c}\sqrt{\frac{\omega}{2\pi g}}\left[-Ci\left(\frac{r_1^2\,\omega^2}{\pi c^2}\right) + 0.34.\right] \quad . \; . \quad (51)$$

Aannemende $r_1 = 10$ M., $l = 100$ M. geeft deze formule voor zeewater ongeveer $\frac{1}{4}$ Ohm, voor vochtigen grond ongeveer 3.5 Ohm. Natuurlijk verandert $w_a$ sterk met $r_1$.

Doordat de aardstroom tot op een zekere diepte onder het oppervlak der aarde verloopt, bevindt er zich ook in de aarde een electromagnetisch veld, wat niet het geval zou zijn bij een oneindig groot geleidingsvermogen. De zender zal dus schijnbaar verlengd zijn tot onder het aardoppervlak. Vermoedelijk moet het aan deze omstandigheid worden geweten, dat de uitgezonden golf meer dan viermaal de lengte van den zender boven het aardoppervlak is (zie blz. 188). Voor de „werkzame" lengte van den zender, die de golflengte bepaalt, speelt toch het electromagnetische veld in de aarde mede eene rol. De schijnbare verlenging van de bovengrondsche lengte $l$ zal dientengevolge tennaastenbij bedragen

$$\triangle l = \frac{c}{\sqrt{\omega g}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (52).$$

Deze verlenging is grooter dan de door (29) gegevene, die veroorzaakt wordt door de eindige dikte van den zenddraad, zoodat de verlenging (52) wel de op pag. 188 genoemde lengte van den uitgezonden golf kan verklaren.

Om den effectieven weerstand experimenteel te bepalen, heeft o. a. Austin [1]) eene methode aangegeven. De op deze wijze verkregen waarde vertoont als functie van de frequentie een minimum. Dat er echter een minimum optreedt, kan geweten worden aan de methode van waarneming. Austin bezigt nl. eene E. M. K. van veranderlijke frequentie en schakelt telkens zooveel zelfinductie tusschen aarde en zender, dat de maximale stroomsterkte wordt verkregen. Voor de stroomsterkte in een zender met in serie geschakelde zelfinductie $L_o$ wordt, gebruik makende van de vergelijking (33), gevonden

$$I_+ = \frac{j\,\omega\,E_m\,\eta\,\sinh\,\gamma\,(l - z_o)}{2\,\gamma\,\cosh\,\gamma\,l - a^2\,\eta\,L_o\,\sinh\,\gamma\,l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (53)$$

Deze stroomsterkte wordt bij eene ongedempte E. M. K. een maximum voor

$$2\,\cos\,a\,l = a\,L_o\,\eta\,\sin\,a\,l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

Bij de methode van Austin wordt nu in eene op resonantie afgestemde L C-keten, die in plaats van den zender op de E. M. K. en de zelfinductie $L_o$ kan worden geschakeld, de weerstand zoodanig gevariëerd, dat de stroom in deze keten dezelfde waarde heeft als degene, die eerst in den zender werd gemeten. De aldus bepaalde weerstand neemt Austin als weerstand van den zender aan. In den op resonantie afgestemden L C-keten werkt nu de E. M. K. (34), terwijl de stroomsterkte gegeven is door het maximum van (53), dat verkregen wordt, wanneer aan (54) voldaan is. Als weerstand in den keten wordt dan gemakkelijk gevonden de waarde

$$w' = \frac{2\,\beta\,(\cos\,a\,l\,\sin\,a\,l - a\,l - \beta^2\,l^2\,\sin\,a\,l\,\cos\,a\,l)}{\eta\,\omega\,\sin\,a\,l\,\sqrt{\sin^2\,a\,l + \beta^2\,l^2\,\cos^2\,a\,l}} \quad (55)$$

Deze uitdrukking wordt oneindig groot voor $a\,l = \pi$ en $a\,l = o$, daartusschen ligt een minimum. Het is op eenvoudige wijze af te leiden, dat, indien $w_1$ grooter dan of van dezelfde orde als $\sigma_1\,\omega^2$ is,

[1]) L. W. Austin. Journ. of the Wash. Ac. *1* p. 9, 1911; Jahrb. d. drahtl. Tel. *5* p. 574, 1912.

dit minimum in de buurt van $a\,l = \frac{\pi}{2}$ ligt en wel bij eene waarde van $a\,l$, die $< \frac{\pi}{2}$ is. Wordt $w_1$ kleiner, dan verschuift dit minimum naar kleinere waarden van $a\,l$, terwijl voor $w_1 \ll \sigma_1\,\omega^2$ er practisch geen minimum meer is. Voor zenders op schepen, waar $w_1$ klein is, geven de krommen van Austin ook slechts een zeer flauw minimum aan.

§ 7. Wanneer het geleidingsvermogen der aarde oneindig groot zou kunnen worden aangenomen, zou, zooals reeds boven (pag. 188) werd opgemerkt, het electromagnetische veld van een dipool van Hertz met verticaal moment, geplaatst aan het oppervlak der aarde, wegens den noodzakelijkerwijze loodrechten stand der electrische krachtlijnen op het aardoppervlak hetzelfde zijn als zonder aanwezigheid der aarde. De voortplanting der electromagnetische golven zouden geheel worden weergegeven door de uitdrukkingen van Hertz (8). De aardstroom, waarover op pag. 196 en 197 werd gesproken, zou dan voor elken afstand $r$ constant zijn, dus de stroom per eenheid van lengte, gemeten langs het aardoppervlak en loodrecht op den voerstraal $r$, evenredig met $\frac{1}{r}$. Er zou dan, wanneer eveneens wordt afgezien van een eventueel geleidingsvermogen der atmospheer, geen demping der golven met den afstand plaats hebben (het aardoppervlak als een plat vlak aangenomen).

Anders wordt dit, wanneer het geleidingsvermogen der aarde, zooals voor grootere afstanden steeds het geval is, niet als oneindig groot te beschouwen is. In de onderstelling van een dipool met verticaal moment, geplaatst aan het oppervlak der aarde, heeft Sommerfeld [1]) deze voortplanting berekend. Het blijkt, dat het karakter der voortplanting langs het aardoppervlak geheel wordt beheerscht door de grootheid

$$b = \frac{\omega\sqrt{r}}{\sqrt{2\,g\,c}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (56),$$

die door Sommerfeld de „numerieke afstand'' wordt genoemd, en die, behalve van den horizontalen afstand, ook nog van de frequentie en het geleidingsvermogen der aarde afhangt. Daarbij is steeds aangenomen, dat dit laatste zóó groot is, dat $g\,\lambda \gg 2\,\pi\,c$. Is de grootheid $b \ll 1$, dan wordt de potentiaal van Hertz, waarvan de veldcomponenten door middel van (4) afgeleid worden, wanneer $r \gg \lambda$ is,

[1]) Sommerfeld, A. d. Ph. 28 p. 665, 1909.

$$\Pi = 2\ M_m \left[ \frac{\sin\ \omega \left(t - \frac{r}{c}\right)}{R} + b\ .\ \sqrt{\pi}\ \frac{\cos\ \omega \left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} \right] \quad (57)$$

in welke uitdrukking, evenals in de volgende, onder $M_m$ de maximale waarde van het moment van den dipool moet worden verstaan, die aanvankelijk in den oorsprong aanwezig is. Bij eene volkomen geleidende (spiegelende) aarde wordt dit moment verdubbeld.

In de uitdrukking (57) kan de eerste term worden aangeduid met den naam „ruimtegolf", aangezien deze term omgekeerd evenredig is met de eerste macht van den voerstraal, de tweede term wegens de omgekeerde evenredigheid met den wortel uit den voerstraal als „oppervlaktegolf". Deze benamingen zijn ontleend aan bepaalde voorstellingen omtrent de uitbreiding van eene hoeveelheid energie. Geschiedt deze in de ruimte gelijkmatig in alle richtingen, dan is de energiedichtheid omgekeerd evenredig met $\frac{1}{R^2}$, dus de veldcomponenten met $\frac{1}{R}$. Geschiedt de uitbreiding in een plat vlak, dan is de dichtheid evenredig met $\frac{1}{R}$, de veldcomponenten dus met $\frac{1}{\sqrt{R}}$. Overigens zijn beide „golven" in het geheel niet als onafhankelijk van elkander te beschouwen, de splitsing in tweeën is een zuiver mathematisch resultaat, verkregen bij de integratie van de veldvergelijkingen van Maxwell. Al naar gelang het geleidingsvermogen der aarde kleiner is zal de tweede term in (57) zich reeds bij kleiner afstand doen gevoelen. Bij eene golflengte van 2 K.M. en een afstand van 240 K.M. bedraagt de maximale waarde van den tweeden term 10 % van die van den eersten bij voortplanting over zeewater, terwijl bij voortplanting over vochtigen grond en dezelfde golflengte deze verhouding reeds bij 1 K.M. is bereikt. Bij eene grootere golflengte worden deze afstanden grooter, bij eene kleinere golflengte kleiner, zooals onmiddellijk uit (56) volgt. De tweede term (oppervlaktegolf) kan beschouwd worden als de potentiaal van de verticale aardstroomen in de omgeving van den zender, in tegenstelling waarmede de horizontale aardstroomen geen invloed uitoefenen op de uitdrukking voor den potentiaal in een punt op een afstand $r >> \lambda$. Deze term is radiaal gedempt volgens de functie

$$e^{-\frac{\omega^2 r}{2 \pi g c}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (58),$$

de afneming hierdoor bedraagt echter bij eene golflengte van 2 K.M. en een afstand van 1000 K.M. boven zeewater nog niet 5 %, terwijl boven vochtigen grond onder die omstandigheden eene afneming tot op $\frac{1}{20000}$ van de aanvankelijke waarde plaats heeft.

Is aan den anderen kant $b > 2$, dan wordt de uitdrukking voor den potentiaal van Hertz voor $r \gg \lambda$

$$\Pi = 2\, M_m \left[ \frac{g\,c}{\omega^2} \frac{\sin \omega \left(t - \frac{R}{c}\right)}{R^2} - 2b \sqrt{\pi}\, \frac{\cos \omega \left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} \right] \quad (59).$$

De tweede term van deze uitdrukking kan weer met den naam „oppervlaktegolf" worden bestempeld, doch de naam „ruimtegolf" is op den eersten term, die afneemt evenredig met $\frac{I}{R^2}$ niet meer van toepassing. De tweede term is weer radiaal gedempt volgens (58).

Aangezien het wel zeker is, dat bij de voortplanting van electromagnetische golven niet alleen voortplanting langs het aardoppervlak eene rol speelt, doch dat ook rekening moet worden gehouden met reflectie aan geleidende luchtlagen (Heaviside-laag), zoo is het wenschelijk de uitdrukkingen van Sommerfeld ook na te gaan voor $z \neq 0$.

De uitdrukkingen (57) en (59) nemen met de hoogte aan intensiteit af, daar ze gedempt worden volgens

$$e^{-\frac{\omega^{3/2} z}{c\sqrt{2g}}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (60)$$

Voor $\lambda = 2$ K. M. neemt de amplitudo bij eene hoogte van 100 K.M. boven zeewater tot op $^1/_{12}$ af, voor $\lambda = 500$ M. is de afneming onder die omstandigheden veel sterker, ongeveer tot op $2 \times 10^{-9}$ van de aanvankelijke waarde.

Voor eene richting, die niet in het horizontale vlak gelegen is, moet echter, wanneer de dipool boven de aarde ligt, nog een term bij den potentiaal $\Pi$ in aanmerking genomen worden, die voor het horizontale vlak nul is, n.l.

$$-\frac{2\,h\,\omega\,M_m}{c\,R} \cos a \cos \omega \left(t - \frac{R}{c}\right) \quad . \; . \; . \quad (61)$$

als $h$ de hoogte van den dipool boven het aardoppervlak en $a$ de hoek van den voerstraal met de verticaal is. Deze term is ongedempt.

§ 8. De werking van een dipool met horizontaal moment op zekeren afstand boven de aarde is nagegaan door v. Hoerschelmann [1]. In dat geval heeft de potentiaal van Hertz twee componenten, waarvan de eene, $\Pi_z$, loodrecht op het aardoppervlak, op dezelfde wijze als bij een verticalen dipool het geval is, de andere, $\Pi_x$, in de richting van den horizontalen dipool; de laatste geeft aanleiding tot eene verticaal gerichte componente van de magnetische kracht. Wanneer het geleidingsvermogen der aarde als oneindig groot te beschouwen was, zou de horizontale dipool op een afstand groot t.o.v. de hoogte er van boven de aarde in het horizontale vlak geen invloed uitoefenen. Anders wordt dit echter, wanneer het geleidingsvermogen eindig is. In het horizontale vlak uit zich dan in de componente $\Pi_z$ een richtingseffect, dat afhankelijk is van den horizontalen dipool en dat des te kleiner is, naarmate het geleidingsvermogen der aarde grooter is. Wanneer de maximale waarde van het moment van den horizontalen dipool wordt voorgesteld door $M_{hm}$, dan wordt voor $b \ll 1$ en $r \gg \lambda$ gevonden.

$$\Pi_z = M_{hm} \cos\varphi \sqrt{\frac{2\omega}{g}} \left[ \frac{1 - b\sqrt{\pi}}{R} \sin\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) + \right.$$
$$\left. + \frac{1 + b\sqrt{\pi}}{R} \cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) \right] \quad \ldots \ldots \quad (62),$$

als $\varphi$ de hoek is met de richting van het moment van den horizontalen dipool. De uitdrukking (62) kan worden geïnterpreteerd als afkomstig te zijn van twee verticale dipolen, die in tegengestelde phase trillen, en op kleinen afstand van elkaar zijn geplaatst, terwijl het product van het maximale moment van elk der polen met den onderlingen afstand gelijk is aan

$$M_{hm} \frac{c}{\sqrt{\omega g}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (63).$$

Deze verticale dipolen stellen het effect van de verticale aardstroomen voor, terwijl de horizontale aardstroomen op een afstand groot t.o.v. de golflengte geen invloed hebben. Waar derhalve in het horizontale vlak de invloed van den horizontalen dipool tot uiting komt in $\Pi_z$ en aan deze grootheid den „gerichten" term (62) toevoegt, is de invloed van dien dipool op $\Pi_x$ voor een afstand groot t. o. v. de golflengte te verwaarloozen.

---

[1] H. v. Hoerschelmann. Diss. München 1911; Jahrb. d. drahtl. Tel. 5 p. 14, 188; 1912.

In een punt, niet in een horizontaal vlak gelegen, is het deel (62) van $\Pi_z$ gedempt volgens de functie (60), wanneer het geleidingsvermogen der aarde zóó groot is, dat de verschuivingsstroom in de aarde t. o. v. den geleidingsstroom kan worden verwaarloosd [1]). Voor een dergelijk punt treedt in $\Pi_z$ nog een term op, afkomstig van den horizontalen dipool, die nul is voor $z = o$ en eveneens „gericht" is, n.l.

$$M_{hm} \frac{2\,\omega}{g} \cos\varphi \sin a \cos a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (64).$$

Ten slotte is voor een punt buiten het horizontale vlak de grootheid $\Pi_x$ niet te verwaarloozen, zooals in het horizontale vlak. Hiervoor wordt gevonden, als $R \gg \lambda$,

$$\Pi_x = 2M_{hm} \cos a \left[ \frac{h\,\omega}{c} \frac{\cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} - \right. \qquad (65).$$
$$\left. - \sqrt{\frac{\omega}{g}} \frac{\sin\left\{\omega\left(t - \frac{R}{c}\right) + \frac{\pi}{4}\right\}}{R} - \frac{\omega}{g} \cos a \frac{\cos\omega\left(t - \frac{R}{c}\right)}{R} \right]$$

Deze uitdrukking vertoont geen richtingseffect.

---

[1]) Zulks volgt bij nadere berekening uit de formules van v. Hoerschelmann. Bij zijne berekeningen neemt v. Hoerschelmann, die de verschijnselen in het horizontale vlak onderzoekt, $z \ll \lambda$ aan, en vindt daarvoor de demping (64), die echter voor willekeurige waarde van z eveneens blijft gelden.